PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22 — 15. November 1928 — 29. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 24 am 10. Dezember 1928.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. v. Békésy, Zur Theorie des Hörens. Die Schwingungsform der Basilarmembran. S. 793.

L. Infeld. Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn K. Hattori: „Über eine formale Erweiterung der Relativitätstheorie und ihren Zusammenhang mit der Theorie der Elektrizität". S. 810.

R. Suhrmann, Wasserstoffionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums. S. 811.

W. Staszewski, Anschaulicher Beweis des Coriolisschen Satzes. S. 815.

A. Rubinowicz, Über „verbotene" Wasserstofflinien. S. 817.

Vorträge und Diskussionen von der 90. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Hamburg vom 16.—22. September 1928.

C. Ramsauer (Berlin), Über den Wirkungsquerschnitt neutraler Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. S. 823.

E. Brüche (Berlin), „Wirkungsquerschnitt und Molekelbau" in der Pseudo-Edelgasreihe: Ne—HF—H_2O—NH_3—CH_4. S. 830.

R. Kollath (Berlin), Über den Anteil der „Reflexion" an der Gesamtwirkung neutraler Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. S. 834.

H. Behnken (Berlin), Über die Auslösung von Elektronen durch Röntgenstrahlen. S. 836.

E. Rupp (Berlin), Versuche zur Elektronen-Beugung. S. 837.

H. Geiger und W. Müller (Kiel), Das Elektronenzählrohr. S. 839.

R. Thaller (Hamburg), Über das Dosieren von Kathodenstrahlen an Lenard-Hochleistungsröhren. S. 841.

W. Schmitz (Bonn), Messungen der durch Elektronenstrahlen verursachten Ionisation der Luft. S. 846.

V. F. Hess (Graz), Die mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere. S. 849.

F. Hund (Rostock), Molekelbau und chemische Bindung. S. 851.

E. Fues (Stuttgart), Über Stoßübergangswahrscheinlichkeiten. S. 852.

Besprechungen.

K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität. S. 853.

G. N. Lewis, Die Valenz und der Bau der Atome und Moleküle. S. 853.

H. Lessheim u. R. Samuel, Die Valenzzahl und ihre Beziehungen zum Bau der Atome. S. 854.

G. N. Lewis u. M. Randall, Thermodynamik und die freie Energie chemischer Substanzen. S. 855.

T. Levi-Civita, Der absolute Differentialkalkül. S. 855.

E. G. Richardson, Sound, a physical textbook. S. 855.

E. Pertz, Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Verdrehungsausschwingverfahren. S. 856.

Personalien. S. 856.

Angebote. S. 856.

Gesuche. S. 856.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des Hörens.
Die Schwingungsform der Basilarmembran.

(Mitteilung aus dem K. ung. Telegraphentechnischen Versuchsamt, Budapest.)

Von Georg v. Békésy.

1. Einleitung.

Bei der Bearbeitung einer Reihe von telephontechnischen Fragen stört das Fehlen einer Hörtheorie[1]), welche die mannigfachen Beobachtungen unter einem Gesichtspunkt wenigstens zu ordnen gestattet. Unter den bis jetzt bekannten Hörtheorien ist zweifellos die Resonanztheorie von Helmholtz die eleganteste. Sie nimmt an, daß die in der Basilarmembran liegenden Querfasern kleine Resonatoren darstellen, von denen jedes auf eine andere Frequenz anspricht. Da die Abstimmung der einzelnen Querfasern längs der Membran sich stetig ändert, so kommen bei der Erregung durch einen einzigen Ton nur einige eng aneinander liegende Resonatoren in Mitschwingung, so daß sich die Membran nur an dieser Stelle ausbuchtet und nur hier durch die Deformation die Nerven erregt werden. Da je nach der Frequenz des Tones andere Resonatorengruppen ansprechen, so kommt stets eine andere Stelle der Membran in Schwingung, so daß auf jede Frequenz ein anderer Nerv reagiert, wodurch sich eine Klanganalyse in einfacher Weise erklären läßt. Die Hauptschwierigkeit dieser Theorie bil-

1) Zusammenfassende Darstellungen: E. Waetzmann, Hörtheorien in Bethes Handb. d. Physiol. **11**, Berlin 1926; E. Meyer, Das Gehör, im Handb. d. Phys. von H. Geiger u. K. Scheel, **8**, Kap. 11, Berlin 1927.

det die Größe der Dämpfung der einzelnen Ohrenresonatoren, deren logarithmisches Dekrement von Helmholtz ungefähr zu $\vartheta = 0{,}1$ bestimmt wurde. Einerseits erscheint diese Dämpfung zu groß, um die Hörstörungen in der Schnecke zu erklären, wo es oft vorkommt, daß die Ohrenempfindlichkeit sich bei einer 10proz. Frequenzänderung um mehr als das hundertfache ändert, wozu offenbar die Resonanzschärfe bedeutend größer sein muß. Anderseits sind die Querfasern derart in die umgebenden häutigen Teile und der Ohrflüssigkeit eingebettet, so daß man aus rein anatomischen Gründen eine größere Dämpfung erwartet. Nach den Gegnern der Resonanztheorie darf man überhaupt die einzelnen Fasern nicht als Resonatoren auffassen, sondern die ganze Membran als solche stellt ein schwingungsfähiges Gebilde dar. Dies vielleicht mit um so mehr Recht, als bei einzelnen Tieren (Katzen, Vögel und Kaninchen) nicht eine Faserschicht in der Basilarmembran enthalten ist, wie beim Menschen, sondern deren zwei[1]), von denen die eine etwas dünnere Fasern besitzt.

Unter den Nichtresonanztheorien ist besonders die Schallbildtheorie von Ewald zu erwähnen. Bei ihr bilden sich, bei einer sinusförmigen Bewegung des Steigbügels, längs der Membran eine Reihe von stehenden Wellen, deren Wellenlänge von der Bewegungsfrequenz abhängt. Es ist Aufgabe des Nervensystems, die längs der gesamten Membran verteilten Reize zu dem Eindruck eines Tones zu vereinheitlichen. Je nach dem Schwingungsbild der Membran, dem Schallbild, empfindet man einen anderen Ton. Da auf diese Weise die gesamte Klanganalyse dem Nervensystem auferlegt wird, über dessen Tätigkeit man gegenwärtig noch vollständig im Unklaren ist, so können aus dieser Theorie keine weiteren Schlußfolgerungen gezogen werden.

Nach den Theorien von C. H. Hurst, P. Bonnier, E. ter Kuile und Max Meyer, erzeugt die Hin- und Herbewegung des Steigbügels einen längs der Membran fortschreitenden Wellenzug, der sich je nach den Dämpfungsverhältnissen mehr oder weniger rasch totläuft. Nach Hurst ist die Dämpfung des Wellenzuges sehr klein, da er sich bis zur Spitze der Schnecke und von dort zurück fortpflanzt. Es entstehen daher stehende Wellen, womit sich diese Theorie im Prinzip der Ewaldschen nähert. Die Betrachtungsweise ist jedoch verschieden, indem Ewald von dem eingeschwungenen Zustand ausgeht, während Hurst den Einschwingvorgang betrachtet. Von den anderen Forschern wird eine größere Dämpfung des Wellenzuges angenommen.

1) H. Held, Die Cochlea der Säuger und der Vögel, ihre Entwicklung und ihr Bau. Handb. d. Physiol. von Bethe, **11**, 495, Berlin 1926.

Den anatomischen Verhältnissen scheinen diese Theorien am meisten gerecht zu werden. Schwieriger ist es sich vorzustellen, wie bei dem fortschreitenden Wellenzug die Nerven gereizt werden sollen. Am verständlichsten ist die Annahme von ter Kuile, nach welcher die Länge der Membran, bis zu der sich der Wellenzug noch mit einer gewissen Amplitude fortpflanzt, die Tonhöhe bestimmt. Diese Länge ist für hohe Töne, wegen der kürzeren Wellenlänge kleiner als für tiefe Töne.

Der wesentliche Unterschied zwischen den verschiedenen Theorien besteht darin, daß für die Größe der mechanischen Eigenschaften der Basilarmembran, der Elastizität und der Reibung, stets verschiedene Werte angenommen werden. Nur so ist es möglich, daß für die gleiche Membrangröße und Anregungsart, sämtliche mögliche Schwingungsformen einer Membran vertreten sind. Man kann sich daher für die eine oder andere Theorie entscheiden, wenn die Schwingungsform der Basilarmembran bekannt ist. Da das Beobachten derselben unmittelbar in der Schnecke mit ganz außerordentlichen anatomischen Schwierigkeiten verbunden ist, so stellt man sich zunächst ein Ohrenmodell her, das allerdings den wirklichen Verhältnissen möglichst genau angepaßt sein muß, wenn die damit erhaltenen Ergebnisse entscheidend sein sollen.

2. Ohrenmodell.

Die Breite der Basilarmembran beträgt in der Nähe des Steigbügels etwa 0,1 mm und nimmt bis zur Schneckenspitze auf etwa 0,5 mm zu. Der mit Flüssigkeit ausgefüllte Raum über und unter der Basilarmembran ist ebenfalls nur etwa 2 mm hoch. Da es schwer ist bei so kleinen Dimensionen Versuche anzustellen, so kommt es zunächst darauf an das Ohrenmodell zu vergrößern, ohne daß die Bewegungserscheinungen geändert werden. Führt man sämtliche Abmessungen des Modelles mittels Verhältniszahlen auf eine Länge l, z. B. der Länge der Basilarmembran zurück, so sind zwei Modelle, bei denen diese Verhältniszahlen gleich sind, einander ähnlich. Damit auch die Bewegungen einander ähnlich werden, muß man dafür sorgen, daß trotz der Änderung der Längen um ein gewisses Vielfache, die Bewegungsgleichung die gleiche bleibt. Nun wird die Bewegung der Membran, sowie der umgebenden Flüssigkeit durch eine Reihe von Konstanten bestimmt, wie die für die Abmessungen des Modelles charakteristische Länge l, der Dichte ϱ und dem Reibungskoeffizienten η der Flüssigkeit, der Frequenz f der Bewegung des Steigbügels und der Elastizität ε der Membran. Diese wollen wir durch das Volumen pro Längeneinheit charakterisieren, um

das sich die Membran ausbuchtet, wenn auf der einen Seite der Druck um eine Einheit erhöht wird. Andere Konstanten, wie z. B. die Dichte der Membran, die sich von der Flüssigkeit nur wenig unterscheidet, wollen wir vernachlässigen, da wir sie sowieso nur sehr schwer nachbilden könnten. Da die Bewegungsgleichung sich in der Form

$$\varphi\,(l,\ \varrho,\ \eta,\ f,\ \varepsilon) = 0 \qquad (1)$$

schreiben läßt, d. h. dimensionslos ist, so können in ihr die Konstanten nur zu dimensionslosen Produkten gruppiert vorkommen. Von den fünf hier betrachteten Konstanten, von denen ε die Dimension

$$\varepsilon = \frac{\text{Volumen}}{\text{Länge} \times \text{Druck}} = m^{-1}\,l^3\,t^2$$

hat, lassen sich nach bekannten Regeln zwei dimensionslose Produkte bilden, so daß die Bewegungsgleichung die Form hat

$$\Phi\left(\frac{\varrho\,f\,l^2}{\eta},\ \frac{\eta^2\,\varepsilon}{\varrho\,l^4}\right) = 0\,. \qquad (2)$$

Wählt man daher die Konstanten so, daß beim Übergang von dem einen Modell zum anderen Modell die Produkte konstant bleiben

$$\frac{\varrho\,f\,l^2}{\eta} = \text{konst.} \text{ und } \frac{\eta^2\,\varepsilon}{\varrho\,l^4} = \text{konst.}, \qquad (3)$$

so bleibt die Bewegungsgleichung dieselbe, womit auch die Bewegungen in den beiden Modellen einander ähnlich werden. Zunächst folgt aus der Gleichung (3) daß bei einer Vergrößerung des Modelles die Frequenz quadratisch abnehmen muß. Wichtiger sind die Folgerungen, die sich auf die Elastizität der Membran beziehen. Nimmt man die bei den Modellen verwendete Gummimembran als eine Membran ohne innere Steifheit an, so ist bekanntlich bei kleinem Druck die Ausbuchtung der Membran parabolisch und es bestimmt sich ε in Abhängigkeit von der Membranbreite d und der Querspannung τ nach der Formel

$$\varepsilon = \frac{d^3}{12\cdot\tau}, \text{ daher ist } \frac{\eta^2\,d^3}{\tau\,\varrho\,l^4} = \text{konst.} \qquad (4)$$

Da die Membranbreite d proportional l ist, so sieht man, daß bei einer Vergrößerung von l die Spannung τ der Membran abnehmen muß, damit die Bewegungsähnlichkeit erhalten bleibt. Da die Basilarmembran schon in Natur außerordentlich fein ist, so ist bei ihrer Nachbildung durch eine Gummihaut einer Vergrößerung des Modelles bald ein Ende gesetzt. Am zweckmäßigsten bewährte sich eine 4—5fache Vergrößerung. Auch ist ersichtlich, daß die Beobachtungen z. B. an dem von Wilkinson[1]) verwendeten Ohrenmodell, wo die Basilarmembran durch eine Reihe von abgestimmten Messingdrähten dargestellt wird, die mit Gelatine überklebt sind, nicht beweisend sind, da bei einer solchen willkürlichen Annahme der mechanischen Eigenschaften der Membran jede beliebige Schwingungsform erhalten werden kann.

Um das Modell den natürlichen Verhältnissen möglichst anzupassen, wurde zunächst der Reibungskoeffizient der Ohrenflüssigkeit bestimmt[1]). Da man der menschlichen Schnecke nur einen ganz kleinen Tropfen dieser Flüssigkeit entnehmen kann, so erfolgte dies derart, daß der Tropfen in einer senkrecht stehenden, etwa 50 cm langen Kapillarröhre aufgesaugt wurde, wobei sich dann die Fallgeschwindigkeit der etwa 20 cm langen Flüssigkeitssäule messen ließ, indem man die Durchgangszeiten der Flüssigkeitssäule an zwei, an der Kapillare angebrachten Marken ermittelt. Bezeichnet man die so bestimmte konstante Fallgeschwindigkeit mit v und nimmt ferner an, daß die Länge des Flüssigkeitsfadens l groß ist, gegenüber dem Radius r der Kapillare, so kann man näherungsweise die Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes annehmen, wonach die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt hindurchfließende Flüssigkeitsmenge gleich ist

$$V = \frac{\pi}{8}\cdot\frac{r^4 p}{\eta\,l}\,.$$

Setzt man für den Druck den Wert

$$p = 981\,l\,\varrho$$

ein, wobei ϱ die Dichte der Flüssigkeit bedeutet, so ergibt sich

$$V = 981\,\frac{\pi}{8}\,\frac{\varrho\,r^4}{\eta} = \pi r^2 v, \text{ d. h. } v = 981\,\frac{\varrho\,r^2}{8\,\eta}\,. \qquad (5)$$

Berücksichtigt man noch den Druckabfall, der durch die Reibung der Luftsäule entsteht, die von der Flüssigkeit mit sich genommen wird, so ist v noch mit

$$1 + \frac{\eta_0\,(L-l)}{\eta\,l}$$

zu multiplizieren. Dabei bedeuten η_0 den Reibungskoeffizienten der Luft und L die gesamte Länge der Kapillare. Die auf diese Weise für den kinetischen Reibungskoeffizienten der Ohrenflüssigkeit bei 37° C erhaltenen Werte waren bei frischen und etwa 10tägigen Leichen die gleichen.

1) Wilkinson, Nature **110**, 560, 1922.

1) Ich möchte bei dieser Gelegenheit Herrn Privatdozenten Dr. Franz Kiss, I. Anatomisches Institut, Budapest, meinen herzlichsten Dank aussprechen, mir Gelegenheit gegeben zu haben, anatomische Studien zu treiben und ebenso Herrn K. Frauer, Präparator, für die dabei geleistete Hilfe.

Der aus einer größeren Meßreihe erhaltene Mittelwert betrug

$$\eta = 0{,}0197 \text{ C.G.S.}$$

Ebenso wurde die Dichte der Ohrenflüssigkeit bei 37° C zu

$$\varrho = 1{,}034$$

ermittelt. Es diente daher als Flüssigkeit im Ohrenmodell, wenn es in natürlicher Größe ausgeführt wurde, eine verdünnte Lösung von Glyzerin in Wasser. Bei den größeren Modellen wurde nur Wasser verwendet.

Schwierig ist es die Basilarmembran nachzubilden. Zunächst muß man auf ihre spiralige Krümmung, wie sie es in der Schnecke besitzt,

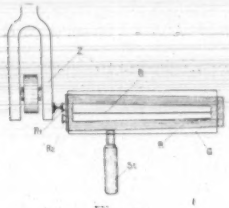


Fig. 1.

verzichten, da dadurch das Ohrenmodell ganz bedeutend vereinfacht werden kann. Wesentlich ist diese Krümmung für eine Hörtheorie nicht, da einige Tiere, z. B. der Ameisenigel, an Stelle der Schnecke nur eine ganz schwach gekrümmte Röhre besitzen. Ebenso muß die Reißnersche Membran vorläufig weggelassen werden. Dies scheint bis zu einem gewissen Grade berechtigt zu sein, da der Ductus cochlearis, der einerseits von der Reißnerschen Membran, anderseits von der Basilarmembran, begrenzt wird, von einer gallertigen Flüssigkeit ausgefüllt wird, so daß bei den zeitlich sich rasch ändernden Bewegungen

Fig. 2.

der Membran die Flüssigkeit nicht Zeit hat seitlich abzufließen. Es bewegen sich daher die beiden Membranen ganz gleich und können daher durch eine ersetzt werden. Das verwendete Ohrenmodell hatte daher die in Fig. 1 dargestellte Form. In der Mitte eines länglichen Messingrahmens ist ein dünnes Metallband B befestigt, das wie die Fig. 2 in Draufsicht zeigt, ausgeschnitten ist. Der schraffierte Teil des Ausschnittes ist von der, die Basilarmembran darstellenden und sich allmählich verbreiternden Gummimembran überzogen, während das Loch das Helikotrema darstellt, dessen Durchmesser beim menschlichen Ohr zwischen 0,5 und 0,8 mm liegt und eventuelle Druckdifferenzen zwischen den beiden Flüssigkeitskammern auszugleichen hat. Auf den Messingrahmen werden nun seitlich zwei Glasplatten G angeklebt, derart, daß sie auch an der Kante des Metallbandes B fest schließen und der sich nun so bildende Trog wird mit Flüssigkeit gefüllt. Das Ende der beiden kleinen Röhren R_1 und R_2, die das ovale und das runde Fenster darstellen, werden mit kleinen Gummimembranen verbunden und auf das eine von ihnen wird ein kleiner Messingstift, der Steigbügel, angeklebt, der seinerseits an die Zinke Z einer Stimmgabel befestigt ist, die von einem Röhrensender elektromagnetisch angetrieben wird. Das ganze Modell kann an dem Stiel St festgehalten werden.

Die Gummimembran wurde ähnlich wie bei Ewald aus Paragummilösung hergestellt, indem meist die fertige Lösung, wie sie die Radfahrer

Fig. 3.

verwenden, mit dem gleichen Volumen Benzin verdünnt wurde. Von dieser Lösung wurde nun mittels einer Drahtschlinge oder bei größeren Membranen mittels des in der Fig. 3 dargestellten Drahtes eine gewisse Flüssigkeitsmenge aufgenommen und einmal gleichmäßig über das ausgeschnittene Metallband gestrichen. Man beginnt dabei zweckmäßig an der engeren Stelle des Ausschnittes, da dann ein Reißen der rasch trocknenden Membran infolge der starken Kapillarkräfte weniger oft eintritt. Es lassen sich auf diese Weise Membranen bis zu 5 mm Breite und 20 cm Länge herstellen. Zur Herstellung noch größerer Membranen diente ein Gefäß, das eine spaltförmige Ausflußöffnung besaß. Die so hergestellten Membranen sind schön gleichmäßig und vollkommen glatt im Ausschnitt des Metallbandes ausgespannt.

Es fragt sich nun, wie die Dicke der Gummimembran zu wählen ist, damit ihre elastischen Eigenschaften denen des menschlichen Ohres entsprechen. Leider ist die Elastizität der Ohrmembran nicht einmal der Größenordnung nach bekannt und voraussichtlich auch schwer direkt zu bestimmen. Um sie trotzdem richtig nachbilden zu können, muß nach einer Erscheinung gesucht werden, die von den elastischen Eigenschaften der Membran abhängt und genügend charakteristisch ist. Wird nun die Dicke der

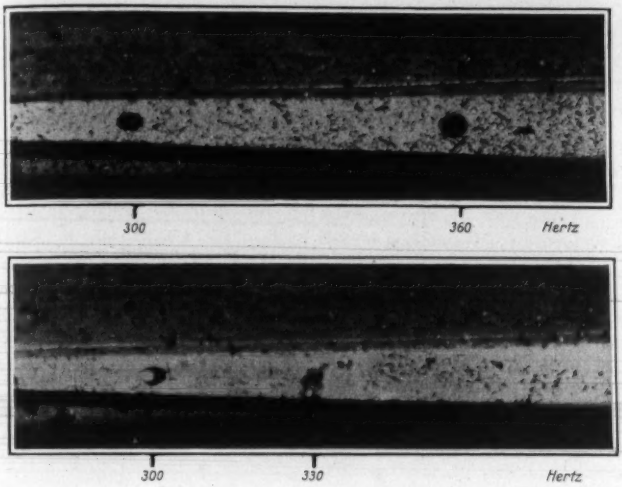


Fig. 4.

Gummimembran solange geändert, bis im Ohrenmodell die gleiche Erscheinung auftritt, so kann man sicher sein, daß die Gummimembran den natürlichen Verhältnissen angepaßt ist. Einen solchen, anatomisch einwandfreien und für diesen Zweck sehr geeigneten Befund stellen die Versuche von K. Wittmack[1]) dar.

Wurden nämlich Meerschweinchen einer starken Tonwirkung ausgesetzt, so zeigte es sich, daß je nach der Höhe des Tones verschiedene Teile der Basilarmembran zerstört werden, wie nachträglich durch Sektion festgestellt werden kann. Bei hohen Tönen werden die Teile in der Nähe des Steigbügels und bei tiefen Tönen die Teile nahe dem Helikotrema zerstört. Wählt man die Lautstärke des Tones nicht zu groß, so erstreckt sich dabei die Zerstörung nur auf einem kleinen Bereich der Basilarmembran.

Bei der Nachbildung dieser Versuche am Ohrenmodell wurde die Dicke der Gummimembran durch Auftragen konzentrierterer Lösungen allmählich verdickt. Es zeigte sich dabei, daß bei einer konstanten Erregerfrequenz dünne Membranen, wie sie etwa von Ewald benutzt werden, in der Nähe des Steigbügels auf einer größeren Strecke ganz unregelmäßig durchlöchert werden. Bei zunehmender Dicke wird die Zahl der Löcher immer kleiner und schließlich erhält man, so oft auch der Versuch wiederholt wird, nur ein einziges Loch in der Nähe des Steigbügels an der engsten Stelle der Membran. Verdickt man weiter die Membran, so wandert dieses Loch in reproduzierbarer und kontinuierlicher Weise den breiteren Stellen der Membran zu, bis schließlich bei ganz starken Membranen die Energie der Stimmgabel nicht mehr ausreicht die Membran zu durchlöchern, um so mehr, da sich die Druckschwankungen bei starken Membranen zum Teil schon über das Helikotrema ausgleichen.

Es ist somit leicht die richtige Membrandicke auszuwählen, bei der das Loch für eine Frequenz an der gleichen Stelle entsteht, wie bei dem natürlichen Ohr. Die entstehenden Löcher sind außerordentlich scharf, wie man an den beiden Mikrophotographien (Fig. 4) erkennen kann, die sich auf ein zweimal vergrößertes Ohrenmodell beziehen. Die schwarzen Flecken, die die durchlöcherten Stellen der Membran darstellen, entstehen derart, daß sich bei einer nicht zu großen Schwingungsamplitude das bei einer Ausbuchtung entstehende Loch, beim Zurückschwingen der Membran, wegen dem starken Kleben des Gummis teilweise wiederum zusammenklebt, wobei der feine Holzkohlenstaub, der zur Sichtbarmachung der Flüssigkeitsbewegungen verwendet wurde, ebenfalls am Gummi haften bleibt. Man kann diesen Vorgang unter dem Mikroskop bei stroboskopischer Beleuchtung deutlich verfolgen. Bei größerer Schwingungsamplitude bildet sich ein bleibendes Loch, wie es bei der zweiten Aufnahme deutlich sichtbar ist.

1) K. Wittmack, Beitr. z. Anat., Physiol., Pathol. u. Therapie d. Ohres, d. Nase u. d. Halses, 9, 1—37, 1917.

Bemerkenswert ist, daß bei einer kleinen Frequenzänderung ganz nahe beieinander zwei Löcher hergestellt werden können, ganz gleichgültig, ob man zuerst den hohen oder tiefen Ton einwirken läßt. Dies deutet darauf hin, daß im Gegensatz zu den von Ewald beobachteten Schallbildern, die eine sehr gleichförmige Membran erfordern, selbst größere Unregelmäßigkeiten, wie ein Loch in der Membran, die Bewegung der benachbarten Teile der Membran nur sehr wenig beeinflussen, was auch mit den Erfahrungen bei krankhaften Hörstörungen übereinstimmt.

Betrachtet man bei einer so ausgewählten Membran, welche die Verhältnisse sicherlich wenigstens der Form nach richtig wiedergibt, die Verteilung der Schwingungsamplitude längs der Membran, bei Erregung durch einen Ton von etwa 500 Hertz, so sieht man, daß vom Steigbügel beginnend bis über die Mitte sämtliche Teile der Membran stark schwingen und nur in der Nähe des Helikotrema die Membran vollkommen ruhig ist. Die ungefähren Werte der Schwingungsamplitude sind in der Fig. 5 dargestellt. Da sich aus dieser Resonanzkurve für die Ohrenresonatoren sozusagen ein aperiodisches Mitschwingen ergibt, was mit zahlreichen ausgeführten Mes-

Fig. 5.

sungen über die Dämpfung der Ohrenresonatoren in Widerspruch steht, so wollen wir uns zunächst mit der Dämpfung der Ohrenresonatoren befassen.

3. Die Dämpfung der Ohrenresonatoren.

Es gibt prinzipiell zwei Methoden die Dämpfung eines Resonators zu bestimmen, die Aufnahme der Resonanzkurve und die Beobachtung der Einschwingzeit. Die direkte Aufnahme der Resonanzkurve der Ohrenresonatoren ist nur bei krankhaften Hörstörungen in der Schnecke möglich, besonders wenn die Nerven in einem größeren zusammenhängenden Abschnitt der Basilarmembran zerstört sind. Man hört dann einen Ton, der nur diesen Teil der Basilarmembran in Schwingung versetzt, überhaupt nicht. Ändert man nun die Frequenz so, daß allmählich auch die gesunden Teile der Membran in Schwingungen geraten, so nimmt die Lautstärke des Tones fortwährend zu, bis die dem ersten gesunden Nerv entsprechende Querfaser die maximale Schwingungsamplitude erreicht hat. Bei einer weiteren Änderung der Frequenz bleibt die Lautstärke des Tones konstant, da die maximale Schwingungsamplitude auf andere gesunde Nervenfasern übertragen wird. Man kann daher auf diese Weise sozusagen die eine Hälfte der Resonanzkurve der ersten gesunden Faser aufnehmen, indem man entweder die Zunahme der Lautstärke des Tones mit der Frequenzänderung bestimmt oder jedesmal die Schallstärke feststellt, bei der der Ton gerade hörbar wird. Derartige Hörkurven wurden schon von mehreren Forschern aufgenommen, wobei gelegentlich auch nachträglich anatomisch festgestellt werden konnte, daß die Hörstörung nicht etwa durch eine Unregelmäßigkeit in den mechanischen Eigenschaften der Basilarmembran bedingt war, sondern durch die Degeneration einer größeren Nervengruppe entstand. Ein Teil einer derartigen Hörkurve ist in Fig. 6 dargestellt. Die

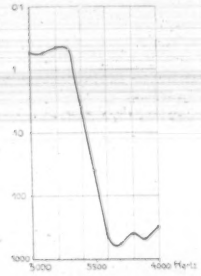


Fig. 6.

Ordinate gibt an, wievielmal größer der Schalldruck gegenüber dem bei einem normalen Ohr sein muß, damit der Ton hörbar wird. Die Abszisse stellt die Frequenz dar.

Man sieht, daß bei einer 10proz. Frequenzänderung sich die Hörschwelle um mehr als das tausendfache ändern kann.

Setzt man diese Werte in die bekannte Gleichung für das logarithmische Dämpfungsdekrement ϑ eines Resonanzsystemes ein

$$\vartheta = \pi \left(\frac{f^2}{f'^2} - 1 \right) \sqrt{\frac{1}{\frac{i_r^2}{i^2} - 1}},$$

in der $\frac{f}{f'}$ die Verstimmung und $\frac{i_r}{i}$ das Verhältnis der Amplitude bei Resonanz und Verstimmung bedeutet, so ergibt sich für das logarithmische Dämpfungsdekrement ungefähr der Wert

$$\vartheta = 0{,}0006\,.$$

Diese scheinbar scharfe Resonanz steht mit sämtlichen anderen Messungen und Erfahrungen im Widerspruch, insbesondere sind einer solchen Dämpfung entsprechende lange Einschwingzeiten nicht beobachtet worden. Sie kann daher nicht

dazu verwendet werden die wirkliche mechanische Dämpfung der Ohrenresonatoren zu ermitteln. Vielmehr deutet sie daraufhin, daß die Reizung der einzelnen Nervenfasern nicht proportional ist der Schwingungsamplitude der entsprechenden Stelle der Basilarmembran, sondern ganz anders erfolgt. Dies folgt übrigens schon aus den Beobachtungen am Ohrenmodell, da man sich sonst bei der fast aperiodischen Bewegung der Membran nicht erklären kann, wie zwei Töne bei geringem Frequenzunterschied getrennt werden können.

Zur Beobachtung der Einschwingzeit der Ohrenresonatoren wurden mehrere Methoden ersonnen. Hartridge[1]) verwendete dazu einen Ton, dessen Phase er plötzlich ändert. Stimmt man nämlich einen Resonator auf die Erregerfrequenz ab und gibt plötzlich der Erregung eine Phasenänderung, z. B. um 180°, so nimmt die Amplitude des Resonators auf Null ab, um dann wiederum einzuschwingen. Den Phasensprung erzeugte Hartridge mittels einer Lochsirene, bei der an einer Stelle der Zwischenraum zwischen den beiden Löchern ausgelassen wurde. Er konnte dabei jedesmal, bei einem Phasensprung eine deutliche Abnahme der Lautstärke des Tones wahrnehmen.

Da man etwa daraus auf eine Dämpfung der Ohrenresonatoren schließen könnte, die bedeutend kleiner ist, als die vom Ohrenmodell zugelassene, so wurde dieser Versuch wiederholt.

Um die akustischen Einschwingvorgänge des Zimmers zu vermeiden, die bei Verwendung einer Lochsirene schwer zu übersehen sind, diente als Schallquelle ein Röhrengenerator mit Fernhörer.

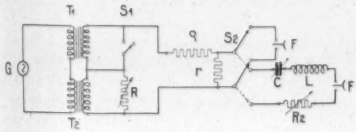


Fig. 7.

Der Phasensprung wurde so hergestellt, daß zu der ursprünglichen Wechselspannung plötzlich eine zweimal so große und der ersteren entgegengesetzt gerichtete Wechselspannung hinzugeschaltet wurde, was einem Polwechsel oder einem Phasensprung um 180° gleichkommt. Die entsprechende Schaltung ist in Fig. 7 dargestellt. G ist ein Generator, der auf die beiden Transformatoren T_1 und T_2 arbeitet. Ihre beiden Sekundärwicklungen sind einander entgegen geschaltet, und die eine von ihnen an den Widerstand R_1 geschaltet, der so eingestellt wird, daß beim Öffnen und Schließen des Schalters S_1 die Lautstärke des Tones im Fernhörer F gleich bleibt. r und $\varrho \gg r$ sind Schwächungswiderstände. Ist S_2 nach oben geschaltet, so gelangt der Wechselstrom unmittelbar in den Fernhörer.

Trotzdem die Versuche von mehreren Beobachtern wiederholt wurden, so konnte nicht festgestellt werden, daß im Augenblick beim Ein- oder Ausschalten von S_1 eine vorübergehende Änderung der Lautstärke eintrat. Um sicher zu sein, daß diese kurzdauernde Lautstärkenabnahme, welche bei dem Dämpfungsdekrement $\vartheta = 0{,}1$ und der verwendeten Schwingungszahl von 350 Hertz nach 0,02 sek. ihr Minimum erreicht, vom Ohr tatsächlich wahrgenommen werden kann, so wurde in der unteren Stellung des Schalters S_2 der Fernhörer in einen Schwingungskreis eingeschaltet, dessen Dämpfungsdekrement sich gemäß der Gleichung berechnet

$$\vartheta = 2\pi^2 f \cdot C\,(R_2 + r_2 + r_f + r)$$

und durch den veränderlichen Widerstand R_2 auf 0,1 eingestellt wurde, f bedeutet dabei die Frequenz des Generators und C die Kapazität des Schwingungskreises. In diesem Falle konnte eine sehr deutliche Lautstärkeabnahme beobachtet werden.

Diese vorübergehende Abnahme der Schwingungsamplitude eines Resonators bei einer Phasenumkehr ist übrigens nur dann zu beobachten, wenn der Resonator auf die Erregerfrequenz abgestimmt ist. Ist dies nicht der Fall, so schwingt der Resonator mit einer kleineren Amplitude und es nimmt im Gegenteil bei einer Phasenumkehr

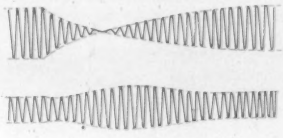


Fig. 8.

seine Amplitude vorübergehend zu. Der zeitliche Ablauf der Schwingungen bei einer Phasenumkehr ist in Fig. 8 dargestellt. Die obere Schwingungskurve bezieht sich auf einen abgestimmten Resonator mit dem logarithmischen Dämpfungsdekrement $\vartheta = 0{,}1$ und die untere auf den gleichen Resonator, jedoch derart verstimmt, daß seine Amplitude im eingeschwungenen Zustand nur die Hälfte der bei Resonanz beträgt.

Experimentell lassen sich diese Verhältnisse sehr schön am Frahmschen Zungenfrequenzmesser zeigen. Polt man die Wechselspannung um, so nimmt die Amplitude der in Resonanz befindlichen Zunge ab, während die der beiden seitlichen Zungen gleichzeitig zunimmt.

[1]) H. Hartridge, E. Waetzmann, a. a. O. S. 684.

Da beim Ohr ganz ähnlich nicht nur die auf den betreffenden Ton abgestimmte Faser in Schwingung kommt, sondern auch die benachbarten etwas verstimmten Fasern, so wird durch ihr Verhalten die Amplitudenabnahme der abgestimmten Faser teilweise verdeckt. Es kann daher bereits theoretisch kein besonders starker Einfluß der Phasenänderung auf die Lautstärke eines Tones erwartet werden. Jedenfalls erlauben die Beobachtungen eine fast aperiodische Dämpfung der Ohrenresonatoren anzunehmen.

Die bekannteste Methode die Dämpfung zu bestimmen rührt von Helmholtz her. Sie besteht darin, daß man einen Ton in einem gewissen Takt unterbricht, derart, daß auf jedes Tönen eine gleich lange Pause folgt. Aus der Unterbrechungsgeschwindigkeit, bei welcher der Ton beginnt infolge der Ein- und Ausschwingvorgänge zusammen zu fließen, läßt sich die Dämpfung der Ohrenresonatoren bestimmen.

Da ganz allgemein jeder Reiz eine gewisse Zeit braucht, um zum Bewußtsein zu kommen, so fragt es sich ob diese Einschwingvorgänge nicht etwa durch die Trägheit der Nerven vorgetäuscht werden. Um dies zu entscheiden vergleicht man die maximale Unterbrechungsgeschwindigkeit eines Tones mit der eines Geräusches. Bei einem Ton schwingt der Resonator ein und aus, wobei sich die Pausen verwischen können, bei einem Geräusch aber werden in zeitlich rascher Folge stets andere Resonatoren erregt, so daß der Resonator nicht Zeit hat einzuschwingen. Es muß daher die Unterbrechungsgeschwindigkeit bei einem Geräusch bedeutend

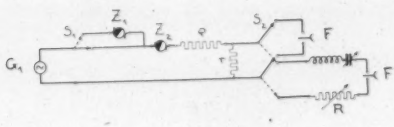


Fig. 9.

größer sein, als bei einem Ton, wenn die Ohrenresonatoren tatsächlich eine mehrere Schwingungen betragende Einschwingzeit haben.

Die zur Untersuchung dieser Frage verwendete Schaltung ist in Fig. 9 dargestellt. Z_1 ist ein Unterbrecher, der die vom Röhrengenerator G erzeugte Wechselspannung zerhackt, so daß man im Fernhörer F ein Geräusch hört. Z_2 ist ebenfalls ein rotierender Unterbrecher, dessen Unterbrechungsgeschwindigkeit mittels eines Umdrehungszählers ermittelt werden kann. Der Schalter S_1 dient dazu, um bald den Ton oder das Geräusch einzuschalten. Um festzustellen ob durch den Unterbrecher Z_1 der Ton genügend zerhackt wird, kann in der unteren Stellung des Schalters S_2 ein Schwingungskreis eingeschaltet werden. Ändert man dessen Abstimmung, so kann man sich leicht überzeugen, daß in dem Geräusch sämtliche Töne des Hörbereiches enthalten sind. Um zu zeigen, daß bei dem Geräusch der Resonator nicht Zeit hat einzuschwingen, wurde das Dämpfungsdekrement des Schwingungskreises mittels des veränderlichen Widerstandes auf $\vartheta = 0{,}1$ eingestellt. Stimmt man nun den Schwingungskreis auf die Erregerfrequenz ab, so wurde die Lautstärke des Tones im Fernhörer etwa achtmal kleiner, wenn der Unterbrecher Z_1 in Tätigkeit gesetzt wurde. Ein Zeichen dafür, daß der Schwingungskreis durch das Geräusch in zeitlich so rasch wechselnder Weise angestoßen wird, daß er nicht einschwingen kann.

Mit dieser Methode der gestörten Resonanz wurden nun eine Reihe von Messungen ausgeführt, indem der Beobachter, S_2 nach oben geschaltet, zunächst bei einem Ton die Unterbrechungsgeschwindigkeit von Z_2 solange vergrößerte, bis die Pausen nicht mehr ganz rein erschienen und hierauf dieselbe Messung bei dem Geräusch wiederholte. Die beim Ton gemessene Unterbrechungszahl dividiert durch die beim Geräusch erhaltene Unterbrechungszahl ergab bei vier Beobachtern die folgenden Werte:

0,912; 1,009; 1.071: 1,200; im Mittel 1,049.

Es ist hieraus ersichtlich, daß der Ton gleich rasch seine Endlautstärke erreicht, wie das Geräusch, was darauf hinweist, daß sozusagen kein Einschwingen der Ohrenresonatoren eintritt. Schaltet man anderseits den Fernhörer in den Schwingungskreis ein, dessen Dämpfung auf 0,1 eingestellt wurde, so nimmt die Unterbrechungsgeschwindigkeit bei dem Ton um das 1,5fache ab.

Aus diesen Ergebnissen läßt sich daher mit Bestimmtheit folgern, daß das logarithmische Dämpfungsdekrement der Ohrenresonatoren wesentlich größer ist als $\vartheta = 0{,}1$, was auch mit den Beobachtungen am Ohrenmodell übereinstimmt.

Außerdem wurde auch zur Bestimmung des Dämpfungsdekrementes die gegenseitige Beeinflussung zweier Töne verwendet. Insbesondere bedienten sich R. L. Wegel und C. E. Lane[1]) der Tonverdeckung. Man beobachtet nämlich, daß die Lautstärke, bei der ein Ton eben wahrnehmbar wird, ganz bedeutend erhöht wird, wenn gleichzeitig ein zweiter lauterer Ton vorhanden ist. Bezeichnet man dieses Verhältnis um das die Hörgrenze gehoben wird als Verdeckung, so zeigt es sich, daß bei normalen Lautstärken, wo die nichtlinearen Eigenschaften des Ohres noch keine wesentliche Bedeutung haben, die Verdeckung klein ist, wenn der Frequenzunterschied zwischen

1) R. L. Wegel u. C. E. Lane, Phys. Rev. **23**, 266, 1924; Electrical Communications **3**, 49, 1924.

den beiden Tönen groß ist. Nähert sich dagegen die Frequenz des verdeckten Tones derjenigen des stärkeren verdeckenden Tones, so nimmt die Verdeckung zu, bis schließlich Schwebungen auftreten und wegen dieser neuen Erscheinung die Verdeckung abnimmt. Fallen die beiden Frequenzen zusammen, so gibt die Verdeckung die Unterschiedsempfindlichkeit bei einer Amplitudenänderung des Tones an. Trägt man daher die Verdeckung in Abhängigkeit von der Frequenz auf, so erhält man, wenn man das Gebiet der Schwebungen wegläßt, eine Kurve, die leicht zu einer Art Resonanzkurve ergänzt werden kann.

Um nun aus dieser Kurve auf die Schwingungsform der Basilarmembran schließen zu können, muß man folgendes annehmen.

Zunächst, daß die Reizung der Nerven an jeder Stelle der Basilarmembran proportional ist der Schwingungsamplitude so, daß ein zweiter schwächerer Ton nur dann wahrgenommen werden kann, wenn die durch ihn bedingte Zunahme der Schwingungsamplitude in einem gewissen Verhältnis steht zu der Schwingungsamplitude, wie sie dem verdeckenden Ton an jener Stelle der Basilarmembran entspricht. Diese Annahme erscheint, gemäß den dargestellten Beobachtungen bei krankhaften Hörstörungen und ebenso wegen der im nächsten Abschnitt zu erwähnenden Kontrastwirkung der Nervenreize, noch nicht genügend begründet zu sein.

Ferner muß man auch annehmen, daß im Nervensystem, sowohl im peripheren als auch im zentralen, nicht etwa eine ähnliche Verdeckung der Empfindungen eintritt, die deshalb als möglich erscheint, da Untersuchungen vorliegen, nach denen ein Nerv gleichzeitig mehrere Hörzellen durchsetzt, so daß die Reizung eines Nerves durchaus nicht etwa punktförmig erfolgt.

Leider gelang es bis jetzt nicht, die Verdeckung durch die Nerven von der durch die Schwingungsform der Membran bedingten zu trennen. Denn die einfachste Methode, den verdeckten Ton in das eine Ohr und den verdeckenden in das andere Ohr zu verlegen, um auf diese Weise die Verdeckung des zentralen Nervensystemes zu erhalten, versagt wegen der ganz außerordentlichen Fähigkeit des Nervensystemes die Schallwirkungen in den beiden Ohren zu trennen. Man muß daher dem verdeckenden Tone derart große Amplituden geben, daß schon infolge der Knochenleitung genügend Schall in das andere Ohr gelangt, um dort den Ton zu verdecken, so daß sich die gemessene Verdeckung nicht auf das Nervensystem bezieht. Bevor jedoch der Anteil der Nerven an der Verdeckung nicht quantitativ festgestellt ist, braucht man die so ermittelte Schwingungsform der Basilarmembran nicht für unbedingt richtig zu erachten.

Um einen Begriff zu haben, in welchem Maße man die Schallwirkungen in den beiden Ohren bei Gebrauch von Fernhörern als Schallquellen auseinander zu halten vermag, dient die Fig. 10. Die Ordinate gibt an, um wievielmal sich die Hörgrenze eines Tones bei Verwendung eines Fernhörers in einem Ohr erhöht, wenn gleich-

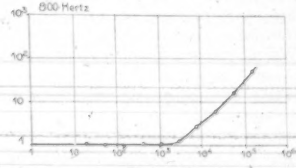


Fig. 10.

zeitig der gleiche Ton im anderen Ohr eine Lautstärke besitzt, die ein in der Abszisse angegebenes Vielfache der Hörgrenze ist.

Wie man sieht, kann die Lautstärke des Tones im einen Ohr bereits das tausendfache der Lautstärke im anderen Ohr betragen, ohne daß dort eine Beeinflussung der Hörgrenze eintritt. Die erhaltene Verdeckungskurve bei Erregung beider Ohren mit dem gleichen Ton reiht sich gut ein in die von R. L. Wegel und C. E. Lane[1]) erhaltenen Werte der Verdeckung bei verschiedenen Tonfrequenzen.

Ein der vorigen Methode verwandtes Verfahren zur Bestimmung der Dämpfung der Ohrenresonatoren rührt von H. Barkhausen und G. Lewicki[2]) her. Sie bestimmten nämlich wie sich die gesamte Lautstärke zweier gleich lauter

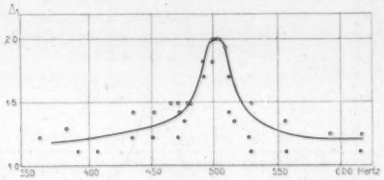


Fig. 11.

Töne ändert, wenn man ihre Frequenz sich einander nähern läßt. Ist der Frequenzunterschied zwischen den beiden Tönen sehr groß, so ändert sich die Lautstärke nicht, wenn dem einen Tone noch der andere Ton hinzugeschaltet wird. Nähern sich dagegen die beiden Frequenzen, so nimmt die Lautstärke der beiden Töne zusammen immer zu, gegenüber der Lautstärke eines ein-

1) A. a. O.
2) H. Barkhausen u. G. Lewicki, Physik. Zeitschr. **25**, 537, 1924.

zigen Tones, bis schließlich beim Zusammenfallen der beiden Frequenzen die Lautstärke doppelt so groß wird. Die Frequenzabhängigkeit dieser Lautstärkezunahme stellt ebenfalls eine Art Resonanzkurve dar und ist in Fig. 11 dargestellt. Dabei wurde der eine Ton mit 500 Schwingungen konstant gehalten und ein zweiter Ton, dessen Frequenz die Abszisse angibt auf gleiche Lautstärke eingestellt und darauf dem ersten Ton hinzugeschaltet, wobei dann festgestellt wurde, wievielmal die Amplitude des ersten Tones erhöht werden muß, damit der Ton gleichlaut erscheint, wie die beiden Töne zusammen. Die erhaltenen

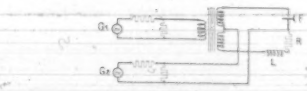


Fig. 12.

Werte A_1 sind in der Figur als Ordinaten eingetragen, wobei sich die Kreise und Punkte auf zwei verschiedene Beobachter beziehen.

Um den Fernhörer F gleichzeitig mit zwei Wechselströmen zu erregen, ohne daß sich die beiden Wechselstromquellen G_1 und G_2 gegenseitig beeinflussen, diente die in der Fig. 12 dargestellte Brückenschaltung, in welcher der Widerstand R und die Selbstinduktion L dem Scheinwiderstand des Fernhörers angepaßt sind oder durch einen zweiten gleichartigen Fernhörer ersetzt werden.

Daß nun die so erhaltene Kurve nicht nur durch die mechanischen Eigenschaften der Basilarmembran bestimmt wird, sondern auch die Nerventätigkeit eine bedeutende Rolle spielt, ersieht man daraus, daß man beim Wiederholen des

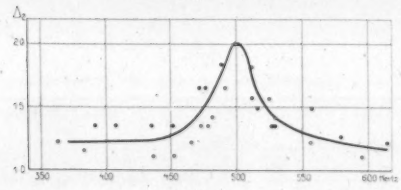


Fig. 13.

gleichen Versuches, mit dem Unterschiede, daß die beiden Töne nicht einem Ohre, sondern jeder Ton einem anderen Ohr zugeführt wird, so daß wegen der kleinen Schallüberleitung von einem Ohr zum anderen Ohr keine gegenseitige mechanische Beeinflussung der beiden Töne eintreten konnte, doch eine ganz ähnliche Resonanzkurve erhält. Sie ist in der Fig. 13 dargestellt.

Da bei diesen Lautstärkenverhältnissen eine so große gegenseitige Beeinflussung zweier Töne im zentralen Nervensystem stattfindet, so ist es sehr unwahrscheinlich, daß an der Hörgrenze bei der Tonverdeckung keine gegenseitige Beeinflussung eintreten sollte.

Man kann daher zusammenfassend behaupten, daß die bis jetzt bekannten Beobachtungen über die Dämpfung der Ohrenresonatoren einem sozusagen fast aperiodischen, aber jedenfalls bedeutend größerem Dämpfungsdekrement als $\vartheta = 0{,}1$ nicht widersprechen.

4. Das Kontrastgesetz.

An die von R. L. Wegel und C. E. Lane verwendete Methode zur Bestimmung der Schwingungsform der Basilarmembran anknüpfend, fragt es sich ganz allgemein, ob man annehmen darf, daß die Nervenreizung an jeder Stelle der Membran proportional ist der an jener Stelle stattfindenden mechanischen Reizung. Betrachtet man nämlich im Gehirn den maschigen Charakter der Nervenzellen, so erwartet man, daß sich die Nerven die eine Masche bilden, gegenseitig beeinflussen, so daß die Reizwirkung, die an einer Stelle der Basilarmembran erfolgt auch durch die Reizstärke rechts und links von dieser Stelle beeinflußt wird. E. Mach war der erste, dem es gelang auf optischem Gebiete den Beweis dafür zu erbringen[1]).

Es ließ sich nämlich zeigen, daß einer in Fig. 14a dargestellten räumlich verteilten Reizstärke eine in Fig. 14b dargestellte empfundene Reizstärke entspricht, d. h. man sieht einen dunklen Fleck an jeder Stelle, wo die Helligkeit sich räumlich so ändert, daß die, die Intensität der Helligkeit darstellende Kurve eine Krümmung nach unten hat, wie in der Figur bei a_1 da dort die Helligkeit scheinbar stark abnimmt. Dort da-

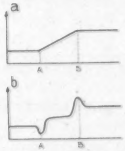


Fig. 14a. 14b.

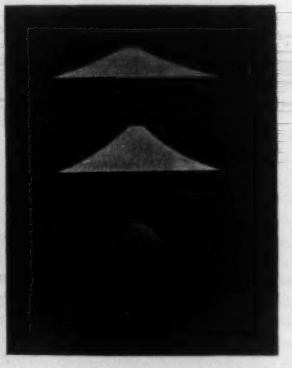
gegen, wo die Intensitätskurve der Helligkeit eine Krümmung nach oben besitzt, entsteht eine scheinbare Erhöhung der Helligkeit. Diese Abweichungen von der tatsächlichen Helligkeitsverteilung sind

1) E. Mach, Sitzungsber. d. Akademie d. Wiss. Wien, II. Abt. **52**, 303, 1865; **54**, 131, 1866; 57, 11, 1868. Weitere Literaturangaben bei Kühl, Physik. Zeitschr. **29**, 1, 1928.

nicht etwa klein, sondern sind von der Größenordnung der Helligkeit selbst, so daß die empfundene Helligkeitsverteilung ganz wesentlich von der wirklichen abweicht. Betrachten wir z. B.

Fig. 15.

eine Helligkeitsverteilung, wie sie der Reizwirkung auf der Basilarmembran entspricht, wenn diese gleichzeitig von zwei Tönen erregt wird, deren Frequenz sich nur sehr wenig voneinander unterscheiden. Es fließen dann die beiden Resonanzkurven derart zusammen, daß sich an der Spitze ein Gebiet mit konstanter Reizstärke ausbildet, wie in Fig. 15 die stark ausgezogene Kurve darstellt. In diesem Falle erwartet man, daß die beiden Töne voneinander nicht getrennt werden können. Infolge des Kontrastgesetzes aber wird der empfundene Reiz sich so verhalten, wie es die punktierte Linie in der Figur zeigt, so daß die beiden Frequenzen noch sehr gut voneinander getrennt werden können. Man kann dies an den Photographien Fig. 16 nachprüfen, welche eine schwarze Trommel darstellen, auf der obiger Resonanzkurve entsprechende weiße Flächen aufgemalt sind. Befindet sich die Trommel in Rotation, so sind in der Mitte zwei deutliche weiße Streifen sichtbar.



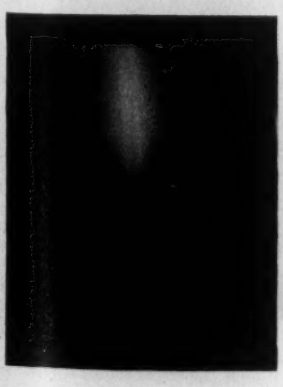


Fig. 16.

Da das Entstehen der Kontrastwirkung aus anatomischen Gründen zum größten Teil dem zentralen Nervensystem zuzuschreiben ist, so erwartet man, daß es nicht nur auf optischem Gebiet, sondern auch auf der Basilarmembran zur Geltung kommt, wo die Nerven ähnlich der Netzhaut verteilt sind. Wenigstens ist auch beim Tastsinn auf der Oberfläche der Haut die Kontrastwirkung deutlich nachzuweisen.

Man braucht zu diesem Zweck nur aus einem stärkeren Pappdeckel etwa Druckkörper auszuschneiden, wie sie durch die schwarzen Flächen in der Fig. 17 dargestellt sind. Drückt man nun

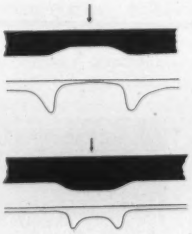


Fig. 17.

diese Körper für einen kurzen Augenblick z. B. gegen die Hautfläche des Oberarmes, so empfindet man nicht etwa eine Druckverteilung, wie sie dem Druckkörper entspricht, sondern eine andere, die die unterhalb dem Druckkörper befindliche Kurve darstellt und deutlich die Kontrastwirkung zeigt. Ganz korrekt ist dieser Versuch allerdings nicht, da durch den Druckkörper nicht nur die Nerven in der Haut gereizt werden, sondern auch zum Teil die Nerven in den darunter liegenden Muskelschichten.

Es kommt daher unseres Erachtens nach dem Machschen Kontrastgesetz in der Theorie des Hörens eine ganz bedeutende Rolle zu. Denn es erzielt eine gewisse schematisierende Wirkung der

Empfindungen, indem es z. B. bei einer Reizverteilung, wie es einer Resonanzkurve entspricht, gerade das Maximum ganz bedeutend zuspitzt, da dort die stärkste Krümmung in der Verteilung der Reizstärke vorhanden ist, während rechts und links davon die Reizwirkung herabgesetzt wird, da dort die Einbuchtung nach unten gerichtet ist. Es wird somit die Hypothese von O. Fischer und E. Budde[1]), nach der jeweils nur die maximale Amplitude der Basilarmembran bei der Reizwirkung zur Geltung kommen soll, vom Kontrastgesetz wesentlich unterstützt. Gleichzeitig bewirkt die Kontrastwirkung, indem es die Änderungen in der Amplitudenverteilung hervorhebt, eine bedeutende Erhöhung der Auflösungsfähigkeit des Ohres, so daß die gegenseitige Beeinflussung zweier Töne und z. B. das Heraushören eines Tones aus einem Akkord wohl ohne Berücksichtigung des Kontrastgesetzes nicht erfolgreich behandelt werden kann.

Nachdem wir nun gesehen haben, daß die Versuche, die Annahme einer fast aperiodischen Dämpfung der Ohrenresonatoren zum Teil bestätigen, zum Teil noch nicht genügend ausgearbeitet sind, als daß sie maßgebend wären, so wollen wir uns nun den weiteren Betrachtungen des Ohrenmodelles zuwenden.

5. Die Schwingungsform der Gummimembran im Ohrenmodell.

Um beim Ohrenmodell nicht nur die Bewegung der Membran, sondern auch die der umgebenden Flüssigkeit verfolgen zu können, wurde in die Flüssigkeit ganz feiner Holzkohlenstaub und für photographische Zwecke fein zerriebene Aluminium-Folien oder Blattgold eingemischt. Setzt man nun die Stimmgabel in Tätigkeit, so wird dieser feine Staub, der sich auf die Membran absetzt, mit großer Geschwindigkeit vom Steigbügel zum Helikotrema befördert. Dies weist daraufhin, daß ein fortschreitender Wellenzug in der Richtung dem Helikotrema zu, vorhanden ist. Im eingeschwungenen Zustand, der sozusagen augenblicklich eintritt, kommt die Flüssigkeit in der Nähe des Helikotremas vollkommen zur Ruhe, so daß selbst bei stärkster Vergrößerung keine Bewegung des Pulvers beobachtet werden kann. Es gleichen sich somit sämtliche Druckschwankungen über die Membran aus, so daß über dem Helikotrema überhaupt keine Flüssigkeitsbewegung erfolgt.

Demgegenüber bilden sich an einer gewissen Stelle der Membran ober- und unterhalb derselben

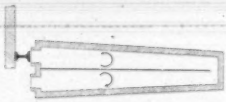


Fig. 18.

zwei scharf ausgeprägte Wirbel aus, die in der Fig. 18 dargestellt sind. Die photographische Aufnahme Fig. 19 stellt die beiden Wirbel ebenfalls dar, wobei gleichzeitig zu sehen ist, daß das Aluminiumpulver hauptsächlich in der Nähe des Helikotremas angehäuft ist. Auf der Photo-

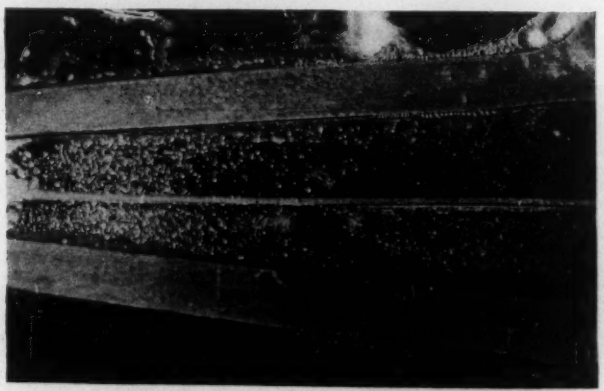


Fig. 19.

1) E. Budde, Abderhaldens Handb. d. biol. Arbeitsmeth. Abt. V, Teil 71, H. 1, S. 175. 1920.

graphie sind die Wirbel nicht so scharf ausgeprägt, wie in Wirklichkeit, da wegen der starken Beleuchtung, die wegen der Vergrößerung angewendet werden mußte, ein einseitiges Erwärmen und damit eine langsame Bewegung der Flüssigkeit eintrat.

Der Durchmesser des Wirbels ist stets gleich der Flüssigkeitshöhe über der Membran und ihre Wirbelgeschwindigkeit ist der Amplitude des Steigbügels proportional bis zu den kleinsten Bewegungen herab.

Je nach der Frequenz des Steigbügels befindet sich der Wirbel an einer anderen Stelle der Membran, bei tiefen Frequenzen ist er ganz in der Nähe des Helikotremas, bei hohen Frequenzen in der Nähe des Steigbügels. Ebenso ist der Wirbel, konstante Erregerfrequenz vorausgesetzt, bei einer dicken Membran mehr dem Steigbügel näher, als bei einer dünnen Membran. Da die Gummimembran stark Wasser absorbiert, so nimmt ihre Elastizität mit der Zeit stark ab, womit der Wirbel ebenfalls dem Steigbügel zu wandert.

Das Entstehen dieser Wirbel läßt sich einfach erklären. Man kann nämlich in erster Annäherung die Gummimembran, ähnlich der Resonanztheorie in einzelne Querbänder zerlegen, deren Länge bei konstanter Breite, an den verschiedenen Stellen der Membran verschieden ist, so daß man die einzelnen Bänder als getrennte Resonatoren auffassen kann, deren Eigenfrequenz dem Helikotrema zu, kontinuierlich abnimmt. Setzt man nun ein derartiges System von Resonatoren einer sinusförmigen Erregung aus, so ergeben die Schwingungsamplituden zu verschiedenen Zeitpunkten eine Kurvenschar, ähnlich, wie sie die Fig. 20

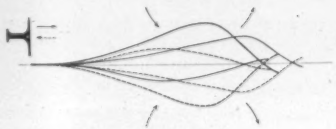


Fig. 20.

zeigt. Befindet sich der Steigbügel ganz links, so ist die Membran stark nach oben ausgebuchtet. Bewegt sich nun der Steigbügel nach rechts, was durch die stark ausgezogenen Kurven und Pfeile angedeutet ist, so buchtet sich die Membran allmählich ein, bis sie in der stark ausgezogenen punktierten Kurve ihre maximale Ausbuchtung nach unten erreicht hat.

Aus den dazwischen liegenden Kurven ist dabei deutlich zu ersehen, daß während dieser Bewegung der Membran die links oben befindliche Flüssigkeitsmenge in der Richtung des eingezeichneten Pfeiles angesaugt wird. Bei dem Zurückschwingen der Membran zeigen die punktierten Kurven, daß nun dieselbe Flüssigkeitsmenge nach rechts zu wegbefördert wird.

Es tritt somit beim Schwingen der Membran an ihrer Oberfläche in der Nähe der Resonanzstelle, der Stelle mit der höchsten Ausbuchtung, eine dauernde Beförderung der Flüssigkeit von den höher abgestimmten Resonatoren zu den tieferen. Natürlich muß die so beförderte Flüssigkeitsmenge oberhalb der Membran wiederum zurückfließen, wodurch eine Wirbelbewegung entsteht. Auf der unteren Seite der Membran vollzieht sich ganz das Gleiche, nur im Spiegelbild. Aus diesem Sachverhalt sind das Wandern der

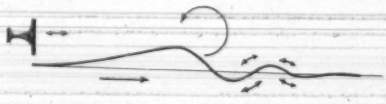


Fig. 21.

Wirbel bei einer Frequenzänderung und die übrigen erwähnten Erscheinungen ohne weiteres verständlich. Da die Schwingungsamplitude an der Stelle wo sich der Wirbel befindet, ihr Maximum besitzt, so tritt das Durchlöchern der Membran stets an dieser Stelle ein.

Die genaue Bewegung der Membran kann man sehr gut verfolgen, indem man bei stroboskopischer Beleuchtung die einzelnen, an der Membran haftenden Kohleteilchen im Mikroskop beobachtet und den Unterbrechungstakt der Lichtquelle so einstellt, daß die Membran etwa eine Schwingung pro Sekunde auszuführen scheint. Man sieht dann ganz deutlich, daß die Membran nicht etwa in stehenden Wellen schwingt, sondern daß sich die Wellen dauernd dem Helikotrema zu fortpflanzen, wobei sie ziemlich rasch ihre Amplitude einbüßen.

Eine augenblickliche Schwingungsform der Membran ist in der Fig. 21 dargestellt. Der von der Resonanzstelle dem Steigbügel zu liegende Teil der Membran schwingt dabei fast vollkommen gleichfasig, an der Resonanzstelle tritt ein Phasensprung ein und von hier ab bilden sich Wellen aus, deren Wellenlänge bei der verwendeten gleichmäßigen Gummimembran beim Fortschreiten immer kleiner wird. An der Stelle, wo sich die Wellen beginnen auszubilden, hört die Wirbelbewegung der Flüssigkeit auf, da sich die Flüssigkeit dort nur hin und her bewegt, ähnlich, wie es die eingezeichneten Pfeile anzeigen.

In der Fig. 22 ist nun diese Schwingungsform der Membran für eine tiefere und eine höhere Frequenz photographiert.

Gegenüber ähnlichen, von Ewald aufgenommenen Schwingungsformen von Gummimembranen, sind diese Aufnahmen bei strobo-

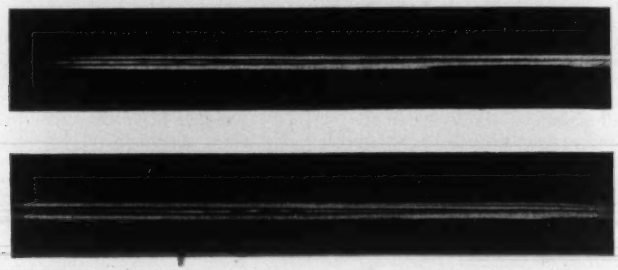


Fig. 22.

skopischer Beleuchtung aufgenommen, da wir beim Ohrenmodell keine stehenden Wellen beobachten konnten. Um die Schwingungen sichtbar zu machen, fiel das Licht unter einem ganz kleinen Winkel auf die Membran, die dabei gut beobachtet werden kann, da die Membran stark Wasser aufsaugt und damit trübe wird. Treten nun Wellen auf, so gelangen die Wellen-

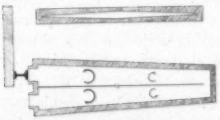


Fig. 23.

täler in den Schatten des die Membran haltenden Metallrahmens, womit die Membran an dieser Stelle dunkel erscheint, so daß die Einbuchtungen der Membran gut feststellbar sind.

Um beurteilen zu können, wie weit der Ductus cochlearis die Schwingungsform der Membran beeinflußt, wurde ein zweites Ohrenmodell konstruiert, in dem die Reißnersche Membran und der Ductus cochlearis nachgebildet sind. In der Fig. 23 stellt *B* die Basilarmembran und *R* die Reißnersche Membran dar, die im Gegensatz zur Basilarmembran nur einen ganz schmalen Rahmen besitzt, der mit einer ganz dünnen Membran überspannt wird, so daß seine elastischen Eigenschaften gegenüber denen der Basilarmembran wohl kaum zur Geltung kommen. Der Zwischenraum zwischen den beiden Membranen wurde nun mittels des Trichters mit einer zähen Flüssigkeit, z. B. Glyzerin oder Honig, ausgefüllt, um die im Ductus cochlearis vorhandene Masse nachzubilden. Ferner stellt noch die kleine seitliche Bohrung *H* das Helikotrema dar.

Es zeigt sich nun dabei, daß die Schwingungsform der Basilarmembran prinzipiell die gleiche ist wie früher, nur die Zahl der beobachteten Wellen beschränkt sich meist auf zwei, infolge der erhöhten Dämpfung. Der Wirbel über der Basilarmembran ist ebenfalls sichtbar, ebenso ein mehr verbreiteter Wirbel unter der Reißnerschen Membran, als Zeichen dafür, daß bei den raschen Schwingungen infolge der großen Zähigkeit der Flüssigkeit die beiden Membrane miteinander schwingen.

Ferner zeigen die Versuche, daß das Durchlöchern der Basilarmembran nicht mehr so punktförmig erfolgt, wie früher, sondern daß stets größere Bereiche zerstört werden, was auch mit den Erfahrungen am wirklichen Ohr übereinstimmt.

Nachdem nun die Verhältnisse am Ohrenmodell genügend untersucht worden sind, wollen wir versuchen festzustellen, ob die Bewegung der menschlichen Basilarmembran der im Ohrenmodell beobachteten entspricht.

6. Die Schwingungsform der Basilarmembran.

Um zu untersuchen, ob die Wirbelbildung der Flüssigkeit oder das starke Strömen der Flüssigkeit längs der Basilarmembran beim Einsetzen eines starken Tones im Ohr tatsächlich vorhanden

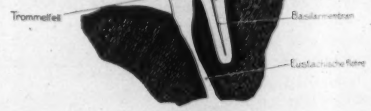


Fig. 24.

ist, betrachten wir die Fig. 24, die einen schematischen Querschnitt durch die Schnecke und den senkrechten Bogengang und den Ampullen darstellt, in denen bekanntlich das Gleichgewichts-

empfinden des Menschen geregelt wird. Tritt beim Einsetzen eines starken Tones tatsächlich ein Strömen der Flüssigkeit längs der Basilarmembran in dem in der Figur angedeuteten Sinne ein, so muß sich die Bewegung der Flüssigkeit in der Schnecke auch der Flüssigkeit in dem Bogengange mitteilen, da der Bogengang an zwei verschiedenen Stellen der Schnecke mündet, so daß zwischen diesen beiden Öffnungen bei Flüssigkeitsbewegung eine Druckdifferenz herrscht.

Nun bewirkt aber eine solche Strömung der Flüssigkeit im Bogengang eine Gleichgewichtsstörung derart, daß man z. B. den Kopf nach rechts oder links kippt. Um die Richtung dieses Kippens festzustellen, benutzen wir die aus der Physiologie gut bekannte Tatsache, daß beim Einspritzen von kaltem Wasser auf das Trommelfell sich die Flüssigkeit in dem, dem Trommelfell zunächst liegenden Teil des Bogenganges abkühlt und nach abwärts sinkt, was ein Kippen des Kopfes nach dem Trommelfell zu bewirkt. Da, wie die Pfeile andeuten, beim Einschalten einer Tonquelle die gleiche Strömung in dem Bogengange eintritt, so muß beim Einschalten eines Tones eine Bewegung des Kopfes der Tonquelle zu erfolgen. Ist der Ton sehr stark, d. h. ganz nahe der Fühlgrenze, so entstehen infolge der nichtlinearen Eigenschaften des Trommelfelles und der Schnecke, Oberwellen, die eine Verbreiterung des Wirbels dem Steigbügel zu bewirken, so daß die Strömung während dem Tönen auch in der Nähe des Bogenganges erhalten bleibt. Schaltet man daher den Ton aus, so hört die Bewegung der Flüssigkeit im Bogengang auf, was eine Bewegung des Kopfes nach der entgegengesetzten Seite bewirkt. Es konnten nun beide Reflexbewegungen bestätigt werden, wobei den letzteren Effekt ungeübte Beobachter meist früher wahrnehmen, da die Reflexbewegung, die durch das Strömen der Flüssigkeit in dem Bogengange entsteht, erst nach einiger Übung von dem Reflex getrennt werden kann, nachdem man ganz allgemein beim plötzlichen Einschalten einer Tonquelle das Ohr von der Tonquelle zu entfernen sucht. Ist man dagegen an das Abhören starker Töne gewöhnt, so lassen sich beide Effekte gleich sicher beobachten.

Man muß daher schon wegen diesem physiologischen Versuch annehmen, daß sich auf der Basilarmembran bei der Erregung ein fortschreitender Wellenzug ausbildet und keine stehenden Wellen.

Um dies auch durch direkte Beobachtungen der Basilarmembran zu bestätigen, wurde folgendermaßen verfahren.

Nachdem das Felsenbein möglichst frischer Leichen von allen unnötigen Teilen befreit war, wurde die Spitze der Schnecke mit einer feinen Schleifvorrichtung angeschliffen, so daß ein kleines Loch entstand, ohne daß dabei die Basilarmembran oder die Reißnersche Membran verletzt wurde. Da dieses Anschleifen außerordentlich schwer ist und auch bei größter Vorsicht nur ganz selten gelingt, so ist es zweckmäßig, besonders am Anfang durch lokale Dekalzination das Felsenbein an jener Stelle etwas zu erweichen, was das Arbeiten ganz bedeutend erleichtert. Dies ist um so mehr notwendig, da die Lagenverhältnisse der Schnecke bei den verschiedenen Personen verschieden sind, so daß die diesbezüglichen topographischen Erfahrungen nicht genügen. Wie das Anschleifen zu denken ist, ist

Fig. 25.

aus Photographie Fig. 25 ersichtlich, wo man deutlich feststellen kann, daß gar keine der Membrane irgendwie verletzt oder ihre Lage geändert wurde. Da die Schnecke etwa $2^3/_4$ Windungen besitzt und bei dieser Anordnung eine Windung deutlich zu sehen ist, so ist etwa $^1/_3$ der Basilarmembran beobachtbar.

Da die beiden Membrane fast vollständig durchsichtig sind, so muß man um ihre Bewegung gut sichtbar zu machen etwas Kohlen- oder Aluminiumpulver auf die Membran bringen. Zu diesem Zweck mengt man am besten zu der Flüssigkeit, verdünnter Kochsalzlösung, mit der man die Schnecke anfüllt, eines der Pulver, das sich dann an den Membranen absetzt.

Hat man die Schnecke mit Flüssigkeit vollständig gefüllt, so verklebt man schließlich die Öffnung mit einer kleinen Glasplatte, wie aus der Fig. 26 zu ersehen ist.

Da beim Anschleifen oft auch aus den tieferen Teilen der Schnecke die Flüssigkeit ausfließt, so bleiben beim Anfüllen Blasen zurück. Sie entfernen sich meist von selbst, wenn man vor dem Verkleben den Steigbügel momentan erregt, da dann die oben beschriebene Flüssigkeitsbewegung längs der Membran auftritt. Sollte dies nicht der Fall sein, so setzt man zu der Flüssigkeit etwas Alkohol hinzu und erwärmt vorsichtig die

Fig. 26.

Schnecke, indem man sie z. B. in den Lichtkegel einer Bogenlampe bringt.

Ist nun das Felsenbein so vorbereitet, so entfernt man die Gehörknöchel bis auf den Steigbügel, den man vorsichtig an den in der Fig. 26 sichtbaren Drahtstift anklebt, der seinerseits an die Zinke einer elektromagnetisch angeregten Stimmgabel befestigt ist. Setzt man nun die Stimmgabel in Schwingungen, so kann man im Mikroskop die Bewegung der Basilarmembran verfolgen. Zur genaueren Untersuchung wurde stets eine stroboskopische Beleuchtung verwendet.

Der Beobachtung wird meist sehr rasch dadurch ein Ende gesetzt, daß der Steigbügel, besonders bei starken Amplituden, aus dem ovalen Fenster herausreißt. Um nun trotzdem die Beobachtung weiter fortsetzen zu können, wird in das ovale Fenster das in der Fig. 27 sichtbare Röhrensystem eingeführt, dessen unteres Ende am Rande des Fensters mit dem Knochen verklebt wird. Das erweiterte Ende dieser Röhre ist mit einer Gummimembran verbunden, die von einem kleinen Kolben, dem Steigbügel, in Bewegung versetzt wird.

Um etwaige Blasen in der Schnecke sicher zu beseitigen, entfernt man das Fenster an der Schneckenspitze und läßt mittels des Trichters durch das ganze Röhrensystem Flüssigkeit langsam durchströmen, bis sämtliche Blasen entfernt sind. Hierauf klebt man das Fenster wiederum zu und schließt auch den Hahn am Trichter.

Diese Anordnung besitzt den Vorteil, daß man bedeutend größere Schwingungsamplituden

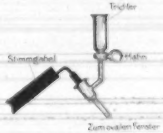


Fig. 27.

der Membran herstellen kann, so daß sie nun mit einem Mikroskop schwächerer Vergrößerung gut beobachtet werden können, wobei die ganze Membran auf einmal besser zu übersehen ist.

Da durch dieses zusätzliche Röhrensystem gleichsam der eine Schenkel der Schnecke verlängert wurde, so fragt es sich, ob dadurch nicht die Bewegungsform der Membran beeinflußt wird. Um dies zu entscheiden, wurde ein Ohrenmodell konstruiert, bei dem die Membran die in Fig. 28 oben gezeichnete Form besitzt, d. h. gleichzeitig zwei Basilarmembrane darstellt, die in der Schnecke an ungleiche Stellen zu liegen kommen. Trotzdem konnten, beim Erregen der Stimmgabel, die entstehenden Wirbel bei beiden Membranen ungefähr an der gleichen Stelle beobachtet werden, was darauf hinweist, daß die Länge der Flüssigkeitssäule über welche die Druckschwankungen der Membran mitgeteilt

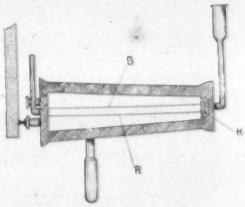


Fig. 28.

werden, für den Entstehungsort der Resonanzstelle der Membran nur eine untergeordnete Bedeutung besitzt. Das gleiche wurde bestätigt, indem die schwingende Flüssigkeitssäule in einem Schenkel der Schnecke dadurch verlängert wurde, daß die Membran des runden Fensters mit einer größeren Masse Blei belastet wurde. Es konnte dabei keine merkliche Verschiebung des Wirbel-

mittelpunktes beobachtet werden, so daß wir ruhig annehmen können, daß durch das zusätzliche Röhrensystem die Schwingungsform der Basilarmembran qualitativ nicht beeinflußt wird.

Dieser geringe Einfluß der Länge des Flüssigkeitsschenkels auf die Resonanzstelle der Basilarmembran scheint die Annahme von F. Lux[1]) nicht zu bestätigen, nach der die Eigenfrequenz eines Teiles der Membran bestimmt wird durch die Membranelastizität und durch die Masse der schwingenden Flüssigkeitssäule vom Steigbügel zur Resonanzstelle, auf der einen Seite der Membran und von der Resonanzstelle bis zum runden Fenster, auf der anderen Seite der Membran. Der Grund hierfür ist vielleicht darin zu suchen, daß die Flüssigkeit sich nicht nur in diesem angenommenen Sinne bewegt, sondern daß sich dieser Bewegung auch eine Schwingung der Flüssigkeit überlagert, die sich zwischen einem Wellenberg und Wellental vollzieht, etwa ähnlich so wie in der Fig. 21 rechts dargestellt ist. Die bei diesen Schwingungen in Betracht kommende Flüssigkeitsmasse ist nun lediglich von den lokalen elastischen Eigenschaften der Membran abhängig, wodurch auch die Resonanzstelle der Membran unabhängig wird von den an anderen Stellen vorhandenen Schwingungsverhältnissen.

Eine direkte Beobachtung der schwingenden Basilarmembran hat bereits R. Ewald[2]) an der Schnecke des Meerschweines ausgeführt. Doch beträgt der diesbezügliche Bericht bloß einige Zeilen, so daß man überhaupt nicht feststellen kann, wie der Versuch ausgeführt wurde.

Wahrscheinlich hat R. Ewald einen Teil der Membran aus der Schnecke entfernt und in der von ihm verwendeten akustischen Kamera in Schwingungen versetzt. Denn nur so erscheint die Bemerkung in seinem Nachlaß verständlich, wonach ihm das Photographieren der schwingenden Membran gelang. In der Schnecke nämlich sind beide Membrane sozusagen vollständig durchsichtig, so daß man die Reißnersche Membran nur an den haften gebliebenen Kohlenteilchen erkennen kann. Außerdem winden sich die beiden Membrane derart stark im Raume, daß man wegen der auftretenden Unschärfe kaum die Schwingungen in einem größeren Bereich der Membran abbilden kann. In der akustischen Kamera dagegen gelingt dies ähnlich, wie mit den Gummimembranen, einwandfrei.

Schließlich konnten auch die von R. Ewald beobachteten stehenden Wellen nicht bestätigt werden.

Erregt man nämlich die Stimmgabel mit einer tiefen Frequenz, etwa 200 Hertz, so konnte deutlich ein Fortschreiten der Wellen bei stroboskopischer Beleuchtung beobachtet werden, wobei sich die Reißnersche Membran und die Basilarmembran sozusagen miteinander bewegten. Die Dämpfung war dabei so groß, daß sich höchstens eine Welle deutlich unterscheiden ließ. Gibt man der Erregung eine höhere Frequenz, so bleibt der bei dem Versuch sichtbare Teil der Membran vollständig in Ruhe.

Es stimmt daher die Bewegung der Membran im Ohrenmodell mit der im wirklichen menschlichen Ohr qualitativ überein.

Auf welche Art und Weise bei dieser Schwingungsform der Membran die Nerven erregt werden, soll vorläufig noch nicht eingehend behandelt werden. Eine Möglichkeit ist z. B. die, daß die Nerven hauptsächlich durch die Druckwirkung des Wirbels auf die Basilarmembran erregt werden, in welchem Falle sich die Erregungszone bei einem reinen Ton auf einem ziemlich kleinen Bereich der Membran erstreckt, der durch die Kontrastwirkung noch weiter verengt erscheint.

Dabei würde dann die Reißnersche Membran dazu dienen, auf der einen Seite der Basilarmembran die Druckwirkung aufzuheben, so daß die Basilarmembran infolge des konstanten Druckes, die Zähigkeit des Ductus cochlearis überwindend, sich auf der einen Seite einbuchtet.

Es stellt in diesem Falle das Ohr einen aperiodisch ansprechenden Frequenzanalysator dar, wie ihn die Technik noch nicht besitzt. Wie grundsätzlich verschieden diese Lösung von denen in der Technik verwendeten ist, erkennt man z. B. am besten bei der Betrachtung der Mehrfach-Tonfrequenz-Telegraphie, wo das Trennen der, den einzelnen Apparaten entsprechenden Tonfrequenzen, stets mit einem Einschwingvorgang verbunden ist, der die Telegraphiergeschwindigkeit herabsetzt, während hier sozusagen ein aperiodisches Ansprechen erreicht ist.

Da ferner das Entstehen der Wirbel eine ausgesprochene Gleichrichtwirkung der schwingenden Flüssigkeitsbewegung ist, so läßt sich auch das Entstehen von Kombinationstönen in der Schnecke leicht verstehen.

Zusammenfassung.

Nach einem kurzen Erwähnen der bis jetzt bekannten Hörtheorien, wird darauf hingewiesen, daß bereits sämtliche mögliche Schwingungsformen der Basilarmembran vertreten sind. Man kann daher zwischen den verschiedenen Theorien entscheiden, wenn man die mechanischen Eigenschaften der Basilarmembran wenigstens der Größenordnung nach schätzen kann.

Zu diesem Zweck dient ein Ohrenmodell, dessen Eigenschaften mittels Dimensionsbetrachtungen so festgelegt wurden, daß die Bewegungs-

1) E. Budde, Resonanztheorie des Hörens, Physik. Zeitschr. **18**, 259, 1917.
2) R. Ewald, Zentralb. f. Physiol. **28**, 1914.

verhältnisse dem wirklichen Ohr möglichst entsprechen, auch wenn das Modell etwa zwei bis fünfmal größer ist. Die elastischen Eigenschaften der im Ohrenmodell verwendeten Gummimembran wurden mittels eines Durchlöcherungsversuches den wirklichen Verhältnissen angepaßt. Beobachtet man in einem derartigen Ohrenmodell, welches die Verhältnisse im wirklichen Ohr qualitativ richtig wiedergibt, die Schwingungsform der Membran, so folgt für die sogenannten Ohrenresonatoren eine bedeutend größere Dämpfung, als dem bis jetzt angenommenen Durchschnittswert für das logarithmische Dämpfungsdekrement $\vartheta = 0{,}1$ entspricht.

Eine genaue Überprüfung der bis jetzt verwendeten Methoden zur Bestimmung der Dämpfung zeigt, daß sie zum Teil noch zu unsicher sind, zum Teil gerade für eine fast aperiodische Dämpfung der Ohrenresonatoren sprechen, was mit den Beobachtungen am Ohrenmodell übereinstimmt.

Bei der Gelegenheit wurde auch das von Mach in der Optik entdeckte Kontrastgesetz erwähnt, dessen große Bedeutung gerade für die Hörtheorien offensichtlich ist.

Zum Ohrenmodell zurückkehrend, zeigt sich bei stroboskopischer Beleuchtung, daß die Schwingungsform der Membran einen stark gedämpften Wellenzug darstellt. Besonders interessant ist das Entstehen zweier kleiner Wirbel, die sich bei einer Frequenzänderung der Erregung längs der Membran verschieben. Daß eine derartige Gleichrichtwirkung im menschlichen Ohr tatsächlich vorhanden ist, dafür spricht auch ein physiologischer Versuch, bei dem sich diese gleichförmige Flüssigkeitsströmung in der Schnecke auch auf die Flüssigkeit in dem Bogengange überträgt und dabei eine augenblickliche Neigung des Kopfes nach der einen oder anderen Seite bewirkt. Ferner wurde eine Methode entwickelt, bei der die erste Windung der menschlichen Basilarmembran einer Leiche, in schwingendem Zustand beobachtet werden kann, ohne daß die Membran aus der Schnecke entfernt oder irgendwie der Zustand in der Schnecke geändert wurde. Diese Beobachtung bestätigt ebenfalls das Vorhandensein eines fortschreitenden Wellenzuges auf der Basilarmembran.

Da bei einem derartigen fortschreitenden Wellenzug die Erregungsart der Nerven schwer verständlich ist, so wurde zum Schluß noch auf die Möglichkeit hingewiesen, daß die Erregung der Nerven durch die Druckwirkung des verhältnismäßig kleinen Wirbels erfolgt. Genaueres hierüber werden jedoch erst die diesbezüglichen Versuche ergeben.

(Eingegangen 17. September 1928.)

Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn K. Hattori: „Über eine formale Erweiterung der Relativitätstheorie und ihren Zusammenhang mit der Theorie der Elektrizität“[1].

Von Leopold Infeld.

Zu der Arbeit von Herrn Hattori möchte ich hier einige Bemerkungen hinzufügen, die vielleicht auch zur Klärung des Problems der Erweiterung der allgemeinen Relativitätstheorie etwas beitragen könnten.

1. Die wesentlichen Beziehungen der zitierten Arbeit erhält man leicht, wenn man die entwickelte Geometrie als eine nicht-Riemannsche Geometrie betrachtet. Wie bekannt, werden in den nicht-Riemannschen Geometrien die Komponenten Γ_{ik}^{l} der Parallelverschiebung durch die Beziehung:[2]

$$\Gamma_{ik}^{l} = \left\{ {l \atop ik} \right\} + M_{ik}^{l} \tag{1}$$

verallgemeinert. M_{ik}^{l} sind Komponenten eines beliebigen Tensors. Der Tensor

$$K_{ik} = R_{ik} + \triangle_k M_{is}^{s} - \triangle_s M_{ik}^{s} + M_{ij}^{s} M_{sk}^{j} - M_{ik}^{s} M_{sj}^{j} \tag{2}$$

bildet eine entsprechende Verallgemeinerung des Riemannschen Krümmungstensors R_{ik}. Man erhält (2), indem man in die Gleichungen

$$K_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{is}^{s}}{\partial x^k} - \frac{\partial \Gamma_{ik}^{s}}{\partial x^s} + \Gamma_{is}^{h} \Gamma_{hk}^{s} - \Gamma_{ik}^{h} \Gamma_{hs}^{s} \tag{3}$$

die Werte (1) einsetzt. Wir betrachten jetzt den folgenden Spezialfall:

$$M_{ik}^{l} = \frac{1}{2} f_{iks} g^{sl}, \tag{4}$$

wo f_{iks} die Komponenten eines vollkommen antisymmetrischen Tensors bedeuten[3]).

Setzt man (4) in (2) ein, so kann man in der Tat den nichtsymmetrischen Teil von K_{ik}

$$\frac{1}{2}(K_{ik} - K_{ki}) = F_{ik} = \triangle_s f_{ik}^{s}$$

mit der elektromagnetischen Feldstärke identifizieren, da die Beziehung

$$\frac{\partial \sqrt{-g}\, F^{ik}}{\partial x^k} = \frac{\partial^2 \sqrt{-g}\, f^{iks}}{\partial x^k \partial x^s} = 0 \tag{5}$$

1) Physik. Zeitschr. **29**, 538, 1928.

2) Vgl. L. P. Eisenhart, Non-Riemannian Geometry, Amer. Math. Soc. Publ. v. 8, 1927 oder auch den mathematischen Anhang meiner Arbeit: Zeitschr. f. Phys. **50**, 148.

3) Die Einführung des Tensors f_{ik} ist erst für das Wirkungsprinzip notwendig. Die f_{ik}, die auch in den Feldgleichungen nicht auftreten, haben keine evidente physikalische Bedeutung. Sie sind durch die Gl. (2, 4) nur bis auf eine additive Rotation eines beliebigen Vektors bestimmt.

als das eine Maxwellsche Gleichungssystem interpretiert werden kann.

Man kann leicht zeigen, daß man neben dieser Weltgeometrie (und außer der Weylschen und Eddingtonschen) auch andere angeben kann, die die Identifizierung des nichtsymmetrischen Teils von K_{ik} mit der elektromagnetischen Feldstärke erlauben. Ich möchte hier nur ein Beispiel angeben, das auch leicht auf dieselbe Weise, wie es K. Hattori tut, behandelt werden kann.

Wir setzen nämlich:

$$\Gamma^{\ l}_{ik} = \left\{ {l \atop ik} \right\} + 2\left(g^{\ l}_i \varphi_k - g^{\ l}_k \varphi_i\right), \qquad (6)$$

wo mit φ_i das elektromagnetische Potential bezeichnet wird. Durch Ausrechnung findet man:

$$F_{ik} = \frac{1}{2}\left(K_{ik} - K_{ki}\right) = \frac{\partial \varphi_k}{\partial x^i} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial x^k}. \qquad (7)$$

Damit wird auch das eine Maxwellsche Gleichungssystem erfüllt, während das andere (wie bei Weyl — Eddington — Hattori) die Definitionsgleichung für den Stromvektor bildet.

2. Man kann aus der Arbeit von K. Hattori nicht entnehmen, auf welche Weise dort die Parallelverschiebung und die Gleichheit von zwei Vektoren definiert wird. Werden die Komponenten der Parallelverschiebung vermittels (1) definiert, so liegt (wie oben ausgeführt wurde) ein Spezialfall der nicht-Riemannschen Geometrie vor. Soll aber die Weltgeometrie eine Riemann-Einsteinsche sein, dann bildet auch der Inhalt der Arbeit keine geometrische Erweiterung der Relativitätstheorie. Jedenfalls versucht die Theorie durch das Wirkungsprinzip neue Gravitationsgleichungen aufzustellen.

3. Das Wirkungsprinzip liefert neue Feldgleichungen (Gl. [5,8]), die zu den Maxwellschen Feldgleichungen hinzukommen sollen. Aus ihnen folgt, daß das elektromagnetische Potential dem Stromvektor proportional sein soll. Diese von K. Hattori erhaltenen Feldgleichungen sind identisch mit denen, die durch Einstein aus der Eddingtonschen Theorie gefolgert wurden[1]). Der Unterschied besteht nur in der Schreibweise. Man überzeugt sich, daß die von Einstein dort gegen die Feld- und Gravitationsgleichungen gestellten Einwände, hier ihre Geltung bewahren.[2]) Das Bewegungsgesetz wird vom Wirkungsprinzip nicht geliefert. Gl. (4, 23) die von K. Hattori als Bewegungsgleichung bezeichnet wird, ist infolge der Feldgleichungen eine mathematische Identität, wie es ja sein muß, und wie man sich unmittelbar durch eine ganz einfache Umrechnung überzeugen kann. Die genannte Gleichung zeigt, daß der Tensor T_{ik} den Erhaltungssätzen genügt. Man sieht aber keinen Grund für die willkürliche und künstliche Teilung des Tensors T_{ik} in M_{ik} und E_{ik}. Ich glaube nicht, daß die genannten Folgerungen des Wirkungsprinzips für die Annahmen von K. Hattori sprechen.

4. Die Bemerkungen zeigen, wie ich glaube, daß (wie auch K. Hattori bemerkt) das Problem der Verallgemeinerung der Relativitätstheorie nicht auf rein formalem Wege gelöst werden kann. Man sieht zunächst nicht, wie die Wahl zwischen den verschiedenen nicht-Riemannschen Geometrien, die uns die Gravitations- und Maxwellschen Gleichungen ergeben, zu treffen ist. Die eigentliche Weltgeometrie, die zu einer einheitlichen Theorie von Gravitation und Elektrizität führen soll, kann nur durch Untersuchung ihres physikalischen Inhaltes gefunden werden.

(Eingegangen 11. September 1928.)

1) Vgl. Einsteins Note in Eddington, Relativitätstheorie in mathematischer Behandlung, S. 367.
2) l. c. S. 371.

Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums.

Von Rud. Suhrmann.

Durch die Arbeiten von Wiedmann[1]) und Fleischer[2]) schien es sichergestellt zu sein, daß molekularer Wasserstoff, mit Kalium in Berührung gebracht, das spektrale selektive Maximum der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Kaliums bei 440 $\mu\mu$ hervorruft. Ich habe in letzter Zeit mit meinem Mitarbeiter H. Theissing die Versuche dieser Autoren in der Richtung wiederholt[3]), daß ich eine Kaliumzelle mit gründlichst gereinigtem und getrocknetem Wasserstoff von Atmosphärendruck füllte und etwa 6 Stunden stehen ließ und habe nach dem Evakuieren keine Änderung der gesamten Empfindlichkeitskurve feststellen können. Da dieser Versuch an mehreren Zellen vorgenommen wurde und da auch Richardson[4]) neuerdings keinerlei Beeinflussung der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Kaliums durch molekularen Wasserstoff erhalten konnte, dürften meine Befunde wohl den Tatsachen entsprechen und die Ergebnisse von Wiedmann und Fleischer auf minimale Verunreinigungen des verwendeten Wasserstoffs zurückzuführen sein.

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 333, 1916.
2) Ann. d. Phys. **82**, 75, 1927.
3) Die Veröffentlichung dieser Untersuchung erfolgt demnächst in der Zeitschr. f. Phys.
4) Proc. Roy. Soc. A. **107**, 387, 1925.

Nun ist bekannt, daß eine nach Elster und Geitel[1]) durch eine mit Kaliumhydrid versehene Zelle geschickte Glimmentladung die gesamte lichtelektrische Empfindlichkeit der Zelle stark erhöht und das spektrale Maximum der Empfindlichkeit bei 440 $\mu\mu$ scharf hervortreten läßt. Den gleichen Effekt erzielt man, wenn man in eine Zelle mit blanker Kaliumoberfläche einige Zehntel mm Wasserstoff gibt und eine Glimmentladung hindurchschickt. Pohl und Pringsheim[2]) erhielten für die Elektronenausbeute einer solchen Zelle bei 436 $\mu\mu$ $3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Coul.}}{\text{cal}}$, während sie für reine Kaliumoberflächen etwa $5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Coul.}}{\text{cal}}$ beträgt; Elster und Geitel, sowie Pohl und Pringsheim, nehmen an, daß die Elektronenauslösung an den kolloidal im Hydrid gelösten Kaliumteilchen erfolgt.

Im folgenden ist der Versuch gemacht worden, die Erscheinung in der Weise zu studieren, daß in einer Kaliumzelle an geeigneter Stelle Wasserstoff durch Elektronenstoß angeregt und dieser angeregte Wasserstoff mit der Kaliumoberfläche in Berührung gebracht wird. Es scheint, als ob die Versuchsresultate einen Beitrag zur Klärung der Frage nach der Ursache des selektiven Maximums zu liefern vermöchten[3]).

Versuchsanordnung.

Den Hauptbestandteil der Versuchsanordnung bildet die in Fig. 1 abgebildete lichtelektrische Zelle. Sie besteht aus einem langen, etwa 4 cm weiten Glasrohr, das vorn mit einem hohlen eingeschliffenen Quarzstopfen Q für den Lichteintritt versehen ist und hinten unter Vermittlung eines doppelseitig konisch geschliffenen Quarzrohres Z einen Schliff S_1 trägt, in welchen unter Verwendung dünner in das Glas eingeschmolzener Kupferfolie zwei Kupferstäbe Cu, die Träger einer 8 mm breiten Platinfolie K, eingesetzt sind. Die Platinfolie bildet mit der Zellenachse einen Winkel von 45°. Ihr gegenüber ist an die Zelle ein Rohr angeschmolzen, das einen mit vier Einschmelzungen versehenen Glasschliff S_2 trägt. An den Einschmelzungen befinden sich, durch Glasröhrchen gestützt, vier Kupferzuführungen, an deren Enden zwei Wolframdrähte W_1 und W_2 von 0,1 mm Durchmesser angesetzt sind. Diese Drähte können also elektrisch geglüht werden; sie verlaufen parallel der Platinfolie und haben einen Abstand von 1,06 cm voneinander. Der Abstand der Folie von dem ihr am nächsten angebrachten Wolframdraht W_1 beträgt etwa 5 cm. An der Stelle E ist in die Zellenwandung ein Platindraht eingeschmolzen, der mit ihr durch Vermittlung von etwas Schaumgold in gutem Kontakt steht. Unterhalb der

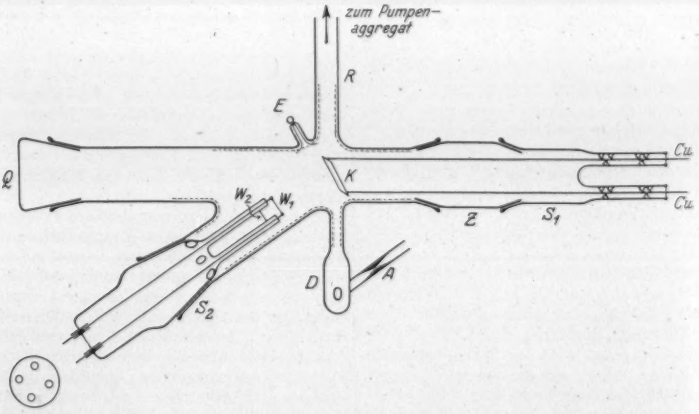


Fig. 1.

1) Physik. Zeitschr. **11**, 257, 1910.
2) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 173, 1913.
3) Eine Unterredung mit Herrn Prof. Eucken über die Gründe für das Auftreten des selektiven Maximums führte zu einer wesentlichen Klärung der Auffassung des Verf. vom chemischen Standpunkt aus und veranlaßte z. T. die im folgenden geschilderten Versuche.

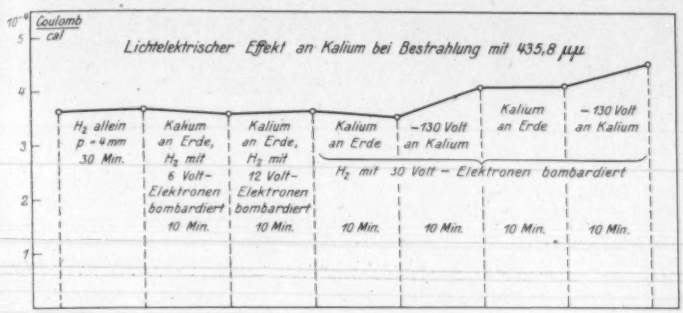


Fig. 2.

Folie ist an die Zelle eine kleine Vorlage D angesetzt, in die Kalium eindestilliert wird. Oberhalb der Folie ist die Zelle mit einem weiten Ansatzrohr R versehen, das über die mit flüssiger Luft gekühlte Quecksilberfalle zum McLeod und zum Hochvakuumpumpenaggregat führt. Das Pumpenaggregat kann durch einen Quecksilberverschluß abgesperrt werden. Zwischen Quecksilberverschluß und Quecksilberfalle befindet sich ein seitliches Rohr, das durch zwei gute hintereinandergesetzte Hähne mit einem Vorratskolben in Verbindung steht, aus welchem man gründlich gereinigten und getrockneten Wasserstoff durch die Quecksilberfalle in die Zelle einlassen kann.

Die optische Anordnung soll später an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden. Hier genügt es, darauf hinzuweisen, daß die im Austrittsspalt des Quarzmonochromators austretende Quecksilberlinie durch einen im Ultraviolett reflektierenden Spiegel entweder in eine mit Thermosäule und Paschengalvanometer ausgeeichte Photozelle oder in die Versuchszelle auf die Platinfolie projiziert werden konnte.

Die Kupferzuführungen Cu der Platinfolie standen entweder mit einem Glühstromkreis oder mit einem Fadenelektrometer in Verbindung; in letzterem Fall wurde die lichtelektrische Aufladung der Folie bestimmt.

Zu bemerken ist noch, daß die verschiedenen Schliffe nicht gefettet, sondern an ihren oberen Enden mit Wachs-Kolophoniummischung eingekittet wurden. Dieser Kitt hat sich beim Arbeiten mit Alkalimetallzellen sehr gut bewährt[1]).

Durchführung der Versuche.

Nachdem die Zelle, die Platinfolie und die Wolframdrähte soweit wie möglich sorgfältig ausgeheizt waren, destillierte man das Kalium in die Vorlage D und schmolz die Destillationsapparatur bei A ab. Darauf erhitzte man D vorsichtig und destillierte das Kalium in dickem Belag auf die Folie K und die Zellenwandung (in Fig. 1 punktiert eingezeichnet), so daß es mit der Einschmelzung E in Berührung kam und somit bei der lichtelektrischen Untersuchung des auf der Folie befindlichen Kaliums als Anode dienen konnte.

Darauf wurde die Empfindlichkeitskurve der frischen Kaliumoberfläche (auf der Platinfolie K) aufgenommen, wobei die oben erwähnte Photozelle zur Ermittlung der Intensität der einzelnen Quecksilberlinien diente. Diese Kurve (Fig. 5, Kurve 1) weist ein schwaches Maximum bei 400 $\mu\mu$ auf, das vermutlich von geringen Spuren Sauerstoff[1]), die von den Metallteilen der Zelle abgegeben wurden, herrührt; es ist jedoch für die folgenden Versuche belanglos.

Nun wurde die Zelle mit Wasserstoff von 4 mm Quecksilbersäule gefüllt und eine halbe Stunde bei diesem Drucke belassen. Darauf evakuierte man wieder auf Klebvakuum und maß die lichtelektrische Empfindlichkeit des auf der Folie K befindlichen Kaliums mit der Hg-Linie 435,8 $\mu\mu$. Wie man aus Fig. 2 (zweiter Meßpunkt) erkennt, hat sich die Empfindlichkeit nicht geändert.

Jetzt brachte man $2 \cdot 10^{-3}$ mm Wasserstoff in die Zelle, glühte den geerdeten Wolframdraht W_1 schwach, und legte an W_2 6 Volt, während der Kaliumbelag der Folie (und ebenso der Anodenbelag[2]) der Zelle bei E) geerdet war. Der Emissionsstrom zwischen den Wolframdrähten betrug $6{,}2 \cdot 10^{-6}$ Amp. Nach 10 Min. wurde der Glühstrom unterbrochen und der Druck zu

1) Bereits Hallwachs (Handb. d. Radiologie, Bd. III, S. 485) weist darauf hin, daß Wachs-Kolophoniumkitt keine lichtelektrische Ermüdung hervorruft.

1) Pohl u. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 637, 1913.

2) Der Anodenbelag blieb, wenn die Zelle mit Wasserstoff gefüllt war, stets geerdet; nur bei den lichtelektrischen Messungen lagen an ihm + 120 Volt.

$1 \cdot 10^{-4}$ mm bestimmt. Dann evakuierte man wieder auf Klebvakuum und stellte die lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums fest; sie hatte sich nicht geändert (Fig. 2).

In gleicher Weise blieb die lichtelektrische Empfindlichkeit ungeändert, wenn die Elektronen 10 Minuten lang mit 12 und mit 30 Volt beschleunigt wurden und das Kalium an Erde lag. In letzterem Falle betrug der Emissionsstrom $4 \cdot 10^{-5}$ Amp. Der Druck nahm jedesmal von 10^{-3} auf 10^{-4} mm Quecksilbersäule ab.

Wurde jedoch an das Kalium ein negatives Potential von — 130 Volt gelegt, während der Wasserstoff mit 30 Volt-Elektronen bombardiert wurde, so nahm die lichtelektrische Empfindlichkeit zu, wie man aus Fig. 2 ersieht; dabei ist es gleich, ob man von 10^{-3} oder 10^{-2} mm Anfangsdruck ausgeht, wie die beiden letzten Versuche in Fig. 2 zeigen, bei denen der Anfangsdruck des Wasserstoffs 10^{-2} und der Enddruck 10^{-3} mm betrug.

Es liegt nahe, die Versuchsergebnisse in der Weise zu deuten, daß die Erhöhung der Empfindlichkeit durch die bei 30 Volt gebildeten H^+-Ionen hervorgerufen wird, denn sonst hätte sich nicht der Einfluß des an das Kalium angelegten negativen Potentials gezeigt.

Um den Effekt noch deutlicher zu erkennen, wurden die Versuche in einer zweiten Reihe über 7 Stunden ausgedehnt und ferner mit 38 Volt

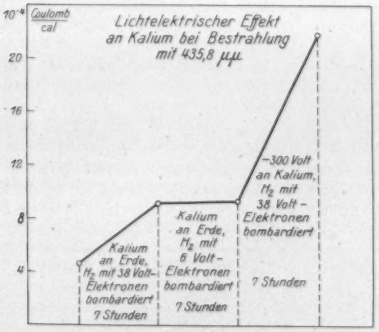


Fig. 3.

(anstatt 30 Volt) bombardiert, damit der Emissionsstrom zwischen den Wolframdrähten größere Werte annahm. In der Tat ist die Zunahme der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Kaliums nun ganz beträchtlich, wie man aus Fig. 3 ersieht. Auch bei geerdetem Kalium erhöht sich jetzt die Empfindlichkeit, wenn man den Wasserstoff mit 38 Volt-Elektronen bombardiert, was nicht verwunderlich erscheint, da die freie Weglänge der H^+-Ionen während der Druckabnahme von 10^{-2} auf 10^{-4} mm längere Zeit den Abstand zwischen Wolframdrähten und Kaliumbelag (auf der Platinfolie) übertrifft.

Wird an das Kalium ein negatives Potential angelegt, so ist die Empfindlichkeitssteigerung wiederum größer (Fig. 3).

Um noch weiterhin festzustellen, daß die ge-

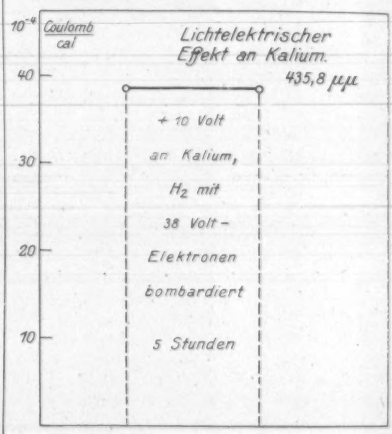


Fig. 4.

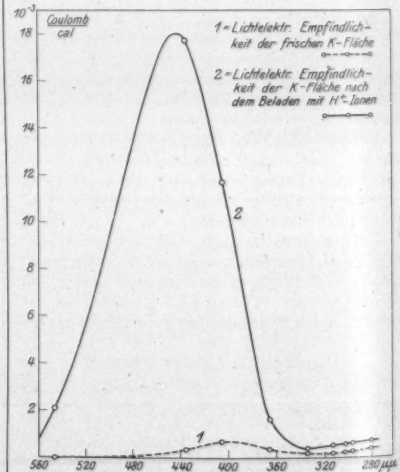


Fig. 5.

bildeten H^+-Ionen die Empfindlichkeitserhöhung hervorrufen, legte man schließlich an das Kalium + 10 Volt, während der Wasserstoff mit 38 Volt-Elektronen bombardiert wurde. Hierbei blieb die Empfindlichkeit konstant (Fig. 4), da dieses Potential genügte, um die positiven Wasserstoff-Ionen fernzuhalten.

Nach mehrfacher Wiederholung der vorstehend geschilderten Versuche mit dem gleichen Resultat, wurde zum Schluß nochmals die Empfindlichkeitskurve der Kaliumoberfläche durchgemessen. Wie Fig. 5 zeigt, besitzt die Kurve nun ein ausgeprägtes selektives Maximum bei 440 $\mu\mu$; die Elektronenausbeute beträgt $2 \cdot 10^{-2}$ $\frac{\text{Coul.}}{\text{cal}}$ hat also die gleiche Größenordnung wie die von Pohl und Pringsheim für eine durch Glimmentladung hergestellte Zelle angegebenen Werte.

Diskussion der Ergebnisse.

Die Versuche sprechen mit großer Wahrscheinlichkeit dafür, daß die an die Kaliumoberfläche gelangenden H^+-Ionen das selektive Maximum des Kaliums bei 440 $\mu\mu$ hervorrufen. Diese H^+-Ionen sind nicht in gewöhnlicher Weise adsorbiert, sondern sie polarisieren die Kaliumatome und bilden mit ihnen gewissermaßen eine äußerst lockere, nur an der Metalloberfläche beständige Verbindung, sozusagen ionisierte KH-Moleküle[1]), die besonders leicht ein Elektron abzuspalten vermögen. Jedenfalls ist es nach den besprochenen Versuchsergebnissen sehr unwahrscheinlich, daß angeregter oder atomarer Wasserstoff die Empfindlichkeitserhöhung hervorruft[2]).

Das von Fleischer[3]) beobachtete Auftreten des selektiven Maximums beim Glühen eines in der Zelle vorhandenen mit Wasserstoff beladenen Platindrahtes, das zunächst mit den zu Anfang erwähnten Versuchen des Verfassers unvereinbar scheint, ist nun ohne weiteres dadurch zu erklären, daß der glühende Platindraht den absorbierten Wasserstoff in Form von H^+-Ionen abgab, die natürlich auch an die Kaliumoberfläche gelangten.

1) Herr H. Ludloff wies mich darauf hin, daß das KH-Molekül mit seinen beiden Elektronen eine relativ stabile Verbindung darstellt, während das Elektron des ionisierten KH-Moleküls leicht abgespalten werden müßte. Hierdurch wäre die große lichtelektrische Empfindlichkeit einer mit derartigen Ionen besetzten Kaliumfläche erklärt; das lichtelektrisch abgegebene Elektron würde aus der Kaliumunterlage nachgefüllt, wodurch vielleicht auch die Trägheit mancher „Kaliumhydrid"zellen eine Deutung finden würde.

2) Es ist beabsichtigt, die Versuche in der Weise zu vervollständigen, daß Kaliumhydrid auf eine Kaliumoberfläche direkt aufgebracht (dieses Hydrid müßte nach Elster und Geitel zunächst unempfindlich sein) und mit Elektronen verschiedener Geschwindigkeit im Hochvakuum bombardiert wird; von einer bestimmten Geschwindigkeit an müßte eine Ionisation des KH und damit eine Empfindlichkeitserhöhung eintreten. Ferner soll die Wirkung verschiedener Gasionen auf die lichtelektrische Empfindlichkeit von Metalloberflächen studiert werden.

3) l. c.

Zusammenfassung.

1. Gründlich gereinigter und getrockneter Wasserstoff ruft keine Erhöhung der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Kaliums hervor.

2. Es werden Versuche beschrieben, die beweisen dürften, daß das bei 440 $\mu\mu$ gelegene selektive Maximum des Kaliums durch Auftreffen positiver Wasserstoff-Ionen auf die Kaliumoberfläche hervorgerufen wird. Diese Wasserstoff-Ionen bilden vermutlich mit Atomen der Kaliumoberfläche eine äußerst lockere, nur an der Metalloberfläche beständige Verbindung, sozusagen ionisierte KH-Moleküle.

Die für die Versuche benötigten Apparate verdankt der Verf. größtenteils der Notgemeinschaft und der Helmholtzgesellschaft.

Breslau, Physikal.-Chem. Institut der Techn. Hochschule, 14. September 1928.

(Eingegangen 12. Oktober 1928.)

Anschaulicher Beweis des Coriolisschen Satzes.

Von W. Staszewski.

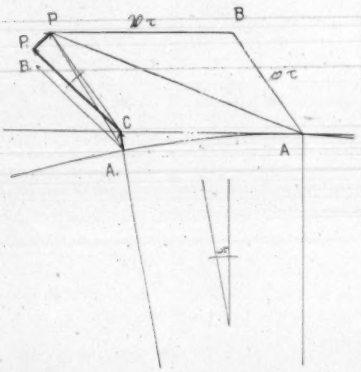
Die üblichen analytischen[1]) oder vektoranalytischen[2]) Beweise des Coriolisschen Satzes leiden so an Unübersichtlichkeit, daß man dabei tatsächlich „Gefahr läuft, sich in Einzelheiten zu verlieren und über den Formeln den Gegenstand zu vergessen"[3]). Angesichts der großen Bedeutung, die dem Satze in der Mechanik, Elektronenlehre und Optik (Larmorscher Satz) zukommt, wird deshalb vielleicht manchem Leser nachfolgende anschauliche Ableitung willkommen erscheinen.

1) A. G. Webster, The Dynamics, II ed. p. 313; Cl. Schaefer, Einführung in die theor. Physik. 1, p. 57.

2) G. Hamel, Elementare Mechanik, p. 21 und 31 oder R. Marcolonge, Theoretische Mechanik, 1, p. 114.

3) Klein und Sommerfeld, Theorie d. Kreisels, p. 1. 197.

Denken wir uns einen im Punkt A (s. Fig.) einer mit der Drehgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ rotierenden horizontalen Kreisscheibe befindlichen Beobachter, der zur Zeit $t = 0$ eine Kugel von der Masse m horizontal mit der relativen Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ fortschleudert. Sehen wir zunächst von der Schwere ab, so können wir behaupten, daß die Kugel gleichförmig und geradlinig fortschreiten wird mit der (absoluten) Geschwindigkeit $\mathfrak{v} + \mathfrak{B}$, wobei $\mathfrak{B}$ die Geschwindigkeit des Punktes A bezeichnet. Während



einer unendlich kleinen Zeit τ verschiebt sich die Kugel nach P und $\overline{AP} = \overline{AB} + \overline{BP} = \mathfrak{v}\tau + \mathfrak{B}\tau$. Die Scheibe dreht sich gleichzeitig um den Winkel $\omega\tau$ und führt den Beobachter von A nach A_1 mit, so daß er die relative Verschiebung $\overline{A_1P}$ wahrnimmt. Diese wollen wir in drei Summanden folgendermaßen zerlegen: wir ziehen den Radiusrektor $r = \overline{OA_1}$[4]) von der Drehachse O[4]) und senkrecht zu ihr nach dem Punkt A_1, verlängern die Gerade OA_1 und finden ihren Schnittpunkt C mit der Kreistangente AD; verbinden wir C mit P, so haben wir: $\overline{A_1P} = \overline{A_1C} + \overline{CP}$. Wir wollen noch $\overline{CP}$ in die Komponenten $\overline{CP_1}$ und $\overline{P_1P}$ zerlegen, indem wir $\overline{CP_1}$ dem absoluten Betrag nach gleich $\overline{CP}$ annehmen und den Winkel $\sphericalangle PCP_1 = \omega\tau$ wählen. Somit ist $\overline{A_1P} = \overline{A_1C} + \overline{CP_1} + \overline{P_1P}$. Betrachten wir nun diese Komponenten nacheinander:

1. $\overline{A_1C}$ ist längs dem Radiusvektor $\overline{OA_1}$ gerichtet und hat den absoluten Betrag $\frac{1}{2}\omega^2 r\tau^2$, wie aus der Beziehung $(r + \overline{A_1C})^2 = r^2 + \overline{AC}^2$ hervorgeht, wenn man darin $\overline{A_1C}^2$ vernachlässigt und $\overline{AC} = \widehat{AA_1} = r\omega\tau$ setzt. Dem von der Scheibe mitgeführten Beobachter erscheint diese Bewegung als gleichförmig beschleunigt mit der Beschleunigung $\omega^2\bar{r}$.

2. $\overline{CP_1}$ stellt auf der rotierenden Scheibe die Verschiebung dar, die allein auf der ruhenden Scheibe stattfinden würde, wenn die Kugel mit der Anfangsgeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ geworfen wäre. Zum Beweis stellen wir uns vor, daß man auf der stillstehenden Scheibe den Vektor $\overline{AB} = \mathfrak{v}\tau$ irgendwie fixiert habe; nach der Drehung um $\omega\tau$ nimmt dieser die Lage $\overline{A_1B_1}$ ein. Es ist leicht zu zeigen, daß die Vektoren $\overline{A_1B_1}$ und $\overline{CP_1}$ gleich und gleichgerichtet sind: denn wegen der Kleinheit des Winkels $\sphericalangle AOA_1 = \omega\tau$ kann man $\overline{AC} = \overline{AA_1} = \mathfrak{B}\tau = \overline{BP}$ setzen, d. h. das Viereck $ABPC$ als Parallelogramm ansehen; hieraus folgt $\overline{CP} = \overline{AB} = \overline{A_1B_1}$ oder, da wir $\overline{CP_1} = \overline{CP}$ angenommen haben, $\overline{CP_1} = \overline{A_1B_1} = |\mathfrak{v}|\tau$. Da die Vektoren $\overline{CP_1}$ und $\overline{A_1B_1}$ den gleichen Winkel mit $\overline{OA}$ einschließen, so sind sie auch einander parallel.

3. Im Dreieck PCP_1 ist $\overline{P_1P} \perp \overline{CP}$, also auch $\overline{P_1P} \perp \mathfrak{v}$ und $\overline{P_1P} = \overline{CP} \cdot \omega\tau = |\mathfrak{v}|\tau \cdot \omega\tau = \frac{1}{2} \cdot 2\,|\mathfrak{v}|\omega \cdot \tau^2$. Diese Formel zeigt, daß die Bewegung längs $\overline{P_1P}$ beschleunigt ist und die Beschleunigung beträgt $2\,|\mathfrak{v}|\omega$. Dieselbe läßt sich, wie leicht ersichtlich, der Größe und Richtung nach durch das Vektorprodukt $2\,[\mathfrak{v}, \bar{\omega}]$ darstellen.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß das Rotieren des Bezugssystems das Auftreten zweier (relativen) Beschleunigungen $\omega^2\bar{r}$ und $2\,[\mathfrak{v}, \bar{\omega}]$ hervorbringt, die von dem mitbewegten Beobachter der Wirkung der „Zentrifugalkraft" $m\omega^2\bar{r}$ und der „Coriolisschen Kraft" $2m\,[\mathfrak{v}, \bar{\omega}]$ zugeschrieben werden kann.

Das ist eben der Coriolissche Satz in dynamischer Fassung.

Der Beweis läßt sich einfach auf den Fall verallgemeinern, wo die relative Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ mit der Drehgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ (also auch mit der Scheibenebene) einen beliebigen Winkel einschließt. Da nämlich die Vertikalkomponente der Bewegung durch die Rotation des Bezugssystems um die Vertikale unbeeinflußt bleibt, so brauchen wir nur auf die Horizontalkomponente unser Augenmerk zu richten. Hier sind aber unsere Betrachtungen ohne weiteres anwendbar, so daß die relative Bewegung mittels fiktiver Kräfte $m\omega^2\bar{r}$ und $2m\,[\mathfrak{v}_H\bar{\omega}]$ beschrieben werden kann, wobei $\mathfrak{v}_H$ die Horizontalkomponente von $\mathfrak{v}$ bedeutet.

1) In der Figur nicht gezeichnet.

Statt des letzten Ausdrucks kann man aber einfach $2m[\mathfrak{v}\bar{\omega}]$ schreiben, da die vertikale, zu $\bar{\omega}$ parallele $\mathfrak{v}$-Komponente das Vektorprodukt unbeeinflußt läßt.

Ist schließlich der Punkt m nicht frei, wie bisher angenommen, sondern der Schwere oder irgendeiner Kraft $\bar{F} = m\bar{\gamma}$ unterworfen, so kommt er nach der Zeit τ nicht in P, sondern in einem unendlich nahen Punkt $\overline{P_2}$ [1]) an, wobei $PP_2 = \frac{1}{2}\gamma\tau^2$ ist. Schreiben wir $\overline{A_1P_2} = \overline{A_1P} + \overline{PP_2}$ und zerlegen $\overline{A_1P}$ wie oben, so gelangen wir zum Schluß, daß auch jetzt die durch die Drehung des Bezugssystems hervorgerufene scheinbare Störung der Bewegung auf das Auftreten der zentrifugalen und der Coriolisschen Kraft zurückgeführt werden kann.

1) In der Figur nicht gezeichnet.

Wilno, Pilsudskiego 22, 17. August 1928.

(Eingegangen 22. August 1928.)

Über „verbotene" Wasserstofflinien.

Von A. Rubinowicz.

Die Feststellung von I. S. Bowen, daß die sogenannten Nebulium-Nebellinien verbotenen Übergängen aus metastabilen Anfangszuständen entsprechen, bildet eine überaus überzeugende experimentelle Stütze für die Auffassung, daß die Auswahlregeln der Quantentheorie im allgemeinen nur in erster Näherung gelten, in den weiteren aber durchbrochen werden können[1]). Vom Standpunkte des Korrespondenzprinzips ist diese Tatsache einleuchtend, da ja eine nach dem gewöhnlichen Rechenverfahren, ohne Berücksichtigung retardierter Potentiale verschwindende Dipolstrahlung eine, wenn auch sehr schwache, im allgemeinen aber nicht verschwindende Multipolstrahlung ergibt. Analoge Verhältnisse sind nun in der neueren Quantentheorie zu erwarten. Im folgenden sollen daher die verbotenen Übergänge in dem einfachsten Falle der Lyman-Wasserstoffserie näher untersucht werden, indem die Schrödingerschen Ansätze für die Strom- und Ladungsdichte als Ausgangspunkt genommen und die retardierten Potentiale nicht nur in erster Näherung[2]), sondern ganz streng berücksichtigt werden. Das hat zur Folge, daß sich dann Übergänge aus allen Anfangszuständen in den Grundzustand als möglich erweisen, mit alleiniger Ausnahme solcher mit verschwindender azimutaler Quantenzahl; mit wachsender azimutaler Quantenzahl nimmt jedoch die Intensität der entsprechenden Linien sehr stark ab. Die Multipole, die den im folgenden betrachteten Übergängen entsprechen, strahlen dabei nach der klassischen Elektrodynamik Impulsmoment und Energie in dem gleichen Verhältnisse aus, wie sie ihnen „mechanisch" durch die entsprechenden Größen im Anfangs- und Endzustande des Atoms zur Verfügung gestellt werden.

§ 1. Das elektromagnetische Feld des Wasserstoffatoms bei vollständiger Berücksichtigung der retardierten Potentiale.

Bei einem zwischen zwei Quantenzuständen σ und σ' stattfindenden Übergange eines Ein-Elektronensystems wird nach Schrödinger die räumliche Strom- und Ladungsdichte ($\mathfrak{J}$ bzw. ϱ) bis auf den Zeitfaktor $e^{2\pi i\nu t}$ durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{J} &= \frac{eh}{4\pi i m_0}(\tilde{u}_{\sigma'}\ \mathrm{grad}\ u_\sigma - u_\sigma\ \mathrm{grad}\ \tilde{u}_{\sigma'}), \\ \varrho &= -e u_\sigma \tilde{u}_{\sigma'} \end{aligned} \qquad (1)$$

gegeben. Dabei bedeuten: u_σ, $u_{\sigma'}$ zwei Eigenlösungen der zeitfreien, nichtrelativistischen Schrödingerschen Differentialgleichung, E_σ, $E_{\sigma'}$ die zugehörigen Energiewerte, m_0 die Elektronenmasse und $\nu = \frac{E_\sigma - E_{\sigma'}}{h}$ die ausgestrahlte Frequenz. Durch $\sim$ wird die Bildung des konjugiert komplexen Wertes angezeigt.

Das der obigen Strom- und Ladungsverteilung (1) entsprechende elektromagnetische Feld ist bis auf den gleichen Zeitfaktor durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{E} &= -\mathrm{grad}\,\varphi - ik\mathfrak{A}, \\ \mathfrak{H} &= \mathrm{rot}\,\mathfrak{A} \end{aligned} \qquad \left(k = \frac{2\pi\nu}{c}\right) \qquad (2)$$

bestimmt, wobei die Potentiale $\mathfrak{A}$ und φ durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{A} &= \frac{1}{c}\int \frac{\mathfrak{J}\, e^{-ikR}}{R}\, d\tau, \\ \varphi &= \int \frac{\varrho\, e^{-ikR}}{R}\, d\tau \end{aligned} \qquad (3)$$

gegeben werden. R bedeutet dabei die Entfernung des Punktes P, in dem das elektromagnetische Feld ermittelt werden soll, von dem Punkte P_1 des Integrationsgebietes.

Den Gang der Rechnung bestimmt die Tatsache, daß die Schrödingerschen Eigenlösungen in unserem Falle als Faktor eine Kugelfunktion enthalten. Werden demnach für P und P_1 die

1) I. S. Bowen, Proc. Nat. Acad. Amer., 14, 30, 1928.

2) Vgl. O. Klein, Zeitschr. f. Phys., 41, 407, 1927.

üblichen räumlichen Polarkoordinaten r, φ, ϑ bzw. r_1, φ_1, ϑ_1 eingeführt, so wird $R^2 = r^2 + r_1^2 - 2rr_1\cos\chi$, wo χ den Winkel zwischen den beiden Richtungen $\mathfrak{r}$ und $\mathfrak{r}_1$ von r bzw. r_1 bezeichnet und $\cos\chi = \cos\vartheta\cos\vartheta_1 + \sin\vartheta\sin\vartheta_1\cos(\varphi-\varphi_1)$ ist. Für $\frac{e^{-ikR}}{R}$ gilt dann im Falle $r > r_1$ die bekannte Heinesche Entwicklung:

$$\frac{e^{-ikR}}{R} = \frac{1}{ikrr_1}\sum_{\nu=0}^{\infty}(2\nu+1)\zeta_\nu(kr)\psi_\nu(kr_1)P_\nu(\cos\chi). \tag{4}$$

Die Funktionen ζ_ν und ψ_ν[1]) hängen dabei in einfacher Weise mit den Besselschen Funktionen zusammen. Es ist nämlich:

$$\zeta_\nu(\varrho) = \sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}H^{(2)}_{\nu+1/2}(\varrho),$$

$$\psi_\nu(\varrho) = \mathfrak{Re}\,\zeta_\nu(\varrho) = \sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}J_{\nu+1/2}(\varrho).$$

Die Kugelfunktionen $P_\nu(\cos\chi)$ lassen sich mittels des Additionstheorems:

$$P_\nu(\cos\chi) = P_\nu(\cos\vartheta)\,P_\nu(\cos\vartheta_1) + 2\sum_{\mu=1}^{\nu}\frac{(\nu-\mu)!}{(\nu+\mu)!}P_\nu^\mu(\cos\vartheta)\,P_\nu^\mu(\cos\vartheta_1)\cos\mu(\varphi-\varphi_1) \tag{5}$$

in den Polarkoordinaten φ, ϑ ausdrücken, wo die zugeordneten Kugelfunktionen P_ν^μ mit F. Neumann als durch

$$P_\nu^\mu(\cos\vartheta) = \sin^\mu\vartheta\,\frac{d^\mu P_\nu(\cos\vartheta)}{d(\cos\vartheta)^\mu}$$

gegeben, anzunehmen sind.

Um die folgenden Rechnungen möglichst einfach zu gestalten, soll nur der Übergang in den Grundzustand des Atoms in Betracht gezogen werden. Wir setzen also nach Schrödinger

$$u_{a'} = R_1(r_1) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}}e^{-\frac{r_1}{a_0}} \tag{6}$$

$$u_a = R_2(r_1)\cdot F_n$$

wo

$$F_n = r_1^n\sum_{m=0}^{n}P_n^m(\cos\vartheta_1)\cdot(\alpha_m\cos m\varphi_1 + \beta_m\sin m\varphi_1)$$

eine räumliche Kugelfunktion n-ter Ordnung und

$$R_2(r_1) = \left(\frac{2}{la_0}\right)^n e^{-\frac{r_1}{la_0}}L^{2n+1}_{n+l}\left(r_1\frac{2}{la_0}\right) \tag{6'}$$

bedeutet. l ist die Gesamtquantenzahl, $a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_0 e^2}$ der „Radius" des Wasserstoffatoms im Normalzustande und L^{2n+1}_{n+l} sind die bei Schrödinger auftretenden Ableitungen der Laguerreschen Polynome. Die Funktion $u_{a'}$ ist dabei gleich normiert angegeben worden. Die Normierungskoeffizienten von u_a hingegen sind mit den α_m und β_m in F_n vereinigt zu denken. Den drei Integrationen nach φ_1, ϑ_1, r_1 entsprechend, zerfallen sie in drei Faktoren[1]):

$$\frac{\varepsilon_m}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{2n+1}{2}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}}\sqrt{\left(\frac{2}{la_0}\right)^3\frac{1}{2l}\frac{(l-n-1)!}{[(l+n)!]^3}} \tag{6''}$$

$$\left(\varepsilon_m = 1 \text{ für } m \neq 0,\ \varepsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\right).$$

Die Annahme (6) ergibt nun mit Rücksicht auf (1) für die Strom- und Ladungsdichte

$$\mathfrak{J} = \frac{e\hbar}{4\pi i m_0}\left|R_1R_2\,\mathrm{grad}_1F_n + \Phi F_n\mathfrak{r}_1\right|^2, \qquad \varrho = -eR_1R_2F_n^2 \tag{7}$$

wo $\Phi = R_1\frac{dR_2}{dr_1} - R_2\frac{dR_1}{dr_1}$ und $\mathfrak{r}_1$ den Einheitsvektor in der Richtung von $\mathfrak{r}_1$ bedeutet. Der Operator grad wurde dabei mit dem Index 1 versehen, weil diese Operation sich hier auf die Punkte P_1 des Integrationsgebietes bezieht. Für die Berechnung von $\mathfrak{A}$ ist nun Klarheit über die Ordnung der in $\mathfrak{J}$ auftretenden Kugelfunktionen notwendig. F_n ist als räumliche Kugelfunktion n-ter Ordnung in x_1, y_1, z_1 homogen vom n-ten Grade. grad_1F_n enthält daher nur Kugelfunktionen $(n-1)$-ter Ordnung. Um die Ordnung der in $\mathfrak{r}_1F_n$ auftretenden Kugelfunktionen zu bestimmen, bemerken wir, daß

$$\mathrm{grad}_1\frac{F_n}{r_1^{2n+1}} = \frac{1}{r_1^{2n+1}}\mathrm{grad}_1F_n - \frac{2n+1}{r_1^{2n+2}}F_n\mathfrak{r}_1,$$

und daher

$$F_n\mathfrak{r}_1 = \frac{1}{2n+1}\left(r_1\,\mathrm{grad}_1F_n - r_1^{2n+2}\,\mathrm{grad}_1\frac{F_n}{r_1^{2n+1}}\right) \tag{8}$$

ist. Nun sieht man, daß $\mathrm{grad}_1\frac{F_n}{r_1^{2n+1}}$ Kugelfunktionen $(n+1)$-ter Ordnung enthält; denn bekanntlich ist $\frac{F_n}{r_1^{2n+1}}$ eine räumliche Kugelfunktion $-(n+1)$-ter Ordnung und daher ihr Gradient eine solche $-(n+2)$-ter Ordnung. In übersichtlicher Schreibweise läßt sich somit die Stromdichte $\mathfrak{J}$ nach (7) und (8) ausdrücken in der Gestalt:

1) Bezeichnung wie bei P. Debye, Ann. d. Phys., **30**, 57, 1909.

1) Vgl. Y. Sugiura, Zeitschr. f. Phys. **44**, 190, 1927.

$$\mathfrak{J} = \frac{eh}{4\pi i m_0}\left\{\left(R_1 R_2 + \frac{\Phi r_1}{2n+1}\right)\operatorname{grad}_1 F_n - \frac{r_1^{2n+2}}{2n+1}\Phi \operatorname{grad}_1 \frac{F_n}{r_1^{2n+1}}\right\}. \tag{7'}$$

$\mathfrak{A}$ und φ können nun leicht angegeben werden, wenn man beachtet, daß nach (3), (7) und (7') bei ihrer Berechnung Integrale von der Form

$$\int f(r_1) r_1^n P_n^m(\cos\vartheta_1) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} m\varphi_1 \frac{e^{-ikR}}{R} d\tau = \int \frac{e^{-ikR}}{R} P_n^m(\cos\vartheta_1) \sin\vartheta_1 \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} m\varphi_1 f(r_1) r_1^{n+2} dr_1 d\vartheta_1 d\varphi_1 \tag{9}$$

auftreten, die sich mit Hilfe von (4) und (5) und der Normierungsrelation der Kugelfunktionen

$$\int_0^\pi P_n^m(\cos\vartheta) P_\nu^m(\cos\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta = \begin{cases} \dfrac{2}{2n+1}\dfrac{(n+m)!}{(n-m)!} & \nu = n \\ 0 & \nu \neq n \end{cases} \tag{10}$$

bestimmen lassen. Die Komplikation, die aus der Tatsache entspringt, daß Entwicklung (4) nur für $r > r_1$ gilt, kann dabei umgangen werden, wenn man $\mathfrak{A}$ und φ, was für unsere Zwecke vollständig hinreicht, nur für große r-Werte angibt. Da nach (6) und (7) die Funktion $f(r_1)$ im Unendlichen exponentiell verschwindet, kann in diesem Falle die Integration nach r_1 bei Verwendung von (4) ins Unendliche erstreckt werden und es ergibt sich dann für (9) aus (4), (5) und (6):

$$\frac{4\pi\zeta_n(kr)}{ik\, r^{n+1}} r^n P_n^m(\cos\vartheta) \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} m\varphi \int_0^\infty \psi_n(kr_1) f(r_1) r_1^{n+1} dr_1.$$

Nun ist ohne weiteres einzusehen, daß man für $\mathfrak{A}$ und φ die folgenden Ausdrücke erhält:

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{ic}\left\{\frac{\zeta_{n-1}(kr)}{r^n}\operatorname{grad} F_n \cdot I_1 - r^{n+1}\zeta_{n+1}(kr)\cdot\operatorname{grad}\frac{F_n}{r^{2n+1}}\cdot I_2\right\}, \tag{11}$$

$$\varphi = -\frac{\zeta_n(kr)}{r^{n+1}} F_n I_3,$$

wo

$$I_1 = \frac{eh}{ikm_0}\int_0^\infty \psi_{n-1}(kr_1)\left(R_1 R_2 + \frac{r_1\Phi}{2n+1}\right) r_1^n dr_1,$$

$$I_2 = \frac{eh}{ikm_0}\int_0^\infty \psi_{n+1}(kr_1)\frac{\Phi}{2n+1} r_1^{n+1} dr_1, \tag{12}$$

$$I_3 = \frac{4\pi e}{ik}\int_0^\infty \psi_n(kr_1) R_1 R_2 r_1^{n+1} dr_1$$

bedeutet. $\mathfrak{A}$ und φ entsprechen offenbar einer im Koordinatenursprung liegenden in einem strom- und ladungsfreien Raume befindlichen Multipol-Lichtquelle. Dies ist verständlich, da ja die Potentiale $\mathfrak{A}$ und φ, ihrer Ableitung nach, das Feld asymptotisch nur im Unendlichen darstellen, also in einem Gebiet, wo Strom- und Ladungsdichte verschwinden.

Zwischen den drei Integralen (12) besteht dabei der Zusammenhang:

$$I_3 = \frac{1}{c}(n I_1 - (n+1) I_2). \tag{13}$$

Er kann etwa aus der Tatsache erhalten werden, daß $\mathfrak{A}$ und φ miteinander durch die Kontinuitätsgleichung $\operatorname{div}\mathfrak{A} + ik\varphi = 0$ verknüpft sind, wenn man die bekannten Relationen für räumliche Kugelfunktionen

$$\Delta F_n = 0, \qquad \Delta\frac{F_n}{r^{2n+1}} = 0,$$

$$\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n = n F_n, \quad \mathfrak{r}\operatorname{grad}\frac{F_n}{r^{2n+1}} = -(n+1)\frac{F_n}{r^{2n+1}}, \tag{14}$$

sowie die aus den Rekursionsformeln[1]):

$$\frac{2n+1}{k}\frac{d\zeta_n(kr)}{dr} = (n+1)\zeta_{n-1}(kr) - n\zeta_{n+1}(kr),$$

$$\frac{2n+1}{k}\frac{\zeta_n(kr)}{r} = \zeta_{n-1}(kr) + \zeta_{n+1}(kr) \tag{15}$$

sich unmittelbar ergebenden Beziehungen

$$\frac{d}{dr} r^n \zeta_n(kr) = k r^n \zeta_{n-1}(kr),$$

$$\frac{d}{dr}\frac{\zeta_n(kr)}{r^{n+1}} = -k\frac{\zeta_{n+1}(kr)}{r^{n+1}} \tag{15'}$$

benützt. Die Relation (13) kann aber auch direkt aus der Schrödingerschen Differentialgleichung für χ[2]) erhalten werden. Mit Rücksicht auf das Folgende sei noch bemerkt, daß (15) ebenso wie (15') auch für den Realteil der ζ_ν d. h. für die Funktionen ψ_ν gilt.

Berücksichtigt man nun die Vektorrelation $\operatorname{rot}\varphi\mathfrak{a} = \varphi\operatorname{rot}\mathfrak{a} - [\mathfrak{a}\operatorname{grad}\varphi]$, so erhält man schließlich aus (2) und (11) unter Zuhilfenahme von (8), (13), (15) und (15') für das elektromagnetische Feld die Ausdrücke:

1) Vgl. P. Debye, l. c.
2) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **79**, 361, 1926.

$$\mathfrak{E} = \left\{ -\frac{n+1}{2n+1}\frac{\zeta_{n-1}(kr)}{r^n}\operatorname{grad} F_n + \frac{n}{2n+1} r^{n+1}\zeta_{n+1}(kr)\operatorname{grad}\frac{F_n}{r^{2n+1}} \right\} \frac{k}{c}(I_1 + I_2),$$

$$\mathfrak{H} = i\frac{\zeta_n(kr)}{r^{n+1}}[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n]\frac{k}{c}(I_1 + I_2). \tag{16}$$

§ 2.

Energie- und Impulsmomentstrahlung.

Die zeitlichen Mittelwerte E und $\mathfrak{J}$ von Energie und Impulsmoment, die von unserer Lichtquelle ausgestrahlt werden, sind durch

$$E = \frac{c}{8\pi}\Re\mathfrak{e}\int_K \mathfrak{r}\,[\mathfrak{E}\bar{\mathfrak{H}}]\,df,$$

$$\mathfrak{J} = \frac{1}{8\pi}\Re\mathfrak{e}\int_K \left\{ [\mathfrak{E}\mathfrak{r}](\bar{\mathfrak{E}}\mathfrak{r}) + [\mathfrak{H}\mathfrak{r}](\bar{\mathfrak{H}}\mathfrak{r}) \right\} df \tag{17}$$

bestimmt, wo $\mathfrak{r}$ den Einheitsvektor in der Richtung von $\mathfrak{r}$ bedeutet. Die Integration ist über irgendeine die Lichtquelle umschließende Fläche, am zweckmäßigsten über eine Kugelfläche K mit dem Mittelpunkt im Koordinatenursprung, zu erstrecken und muß selbstverständlich für die Multipolstrahlung (16) ein vom Kugelradius r unabhängiges Ergebnis liefern. Für df ist $df = r^2\,d\omega = r^2\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$ zu setzen.

Beachtet man, daß $\mathfrak{r}\,[\mathfrak{E}\bar{\mathfrak{H}}] = \bar{\mathfrak{H}}\,[\mathfrak{r}\mathfrak{E}]$ und $(\bar{\mathfrak{H}}\mathfrak{r}) = 0$ ist und berücksichtigt ferner die Relationen (8) und (15), so erhält man aus (16) und (17):

$$E = -\frac{k}{8\pi c}|I_1 + I_2|^2\,\Re\mathfrak{e}\,\frac{\bar{\zeta}_n(kr)}{i}\frac{d\zeta_n(kr)}{dr}\int_K \frac{[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n][\mathfrak{r}\operatorname{grad}\bar{F}_n]}{r^{2n-2}}\,d\omega,$$

$$\mathfrak{J} = -\frac{n(n+1)}{8\pi c^2}|I_1 + I_2|^2\,\Re\mathfrak{e}\,\bar{\zeta}_n(kr)\frac{d\zeta_n(kr)}{dr}\int_K \frac{\bar{F}_n[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n]}{r^{2n}}\,d\omega.$$

Die scheinbare Abhängigkeit von r kann hier beseitigt werden, wenn man in den obigen Ausdrücken den Grenzübergang $r = \infty$ vollzieht[1]). Da die beiden Integrale in E und $\mathfrak{J}$ von r überhaupt nicht abhängen und für große r-Werte in erster Näherung $\zeta_n(kr) = i^{n+1}e^{-ikr}$ wird, ergibt sich schließlich

$$E = \frac{k^2}{8\pi c}|I_1 + I_2|^2\int_K \frac{[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n][\mathfrak{r}\operatorname{grad}\bar{F}_n]}{r^{2n-2}}\,d\omega, \quad \mathfrak{J} = \frac{n(n+1)k}{8\pi c^2}|I_1 + I_2|^2\,\Im\mathfrak{m}\int_K \frac{\bar{F}_n[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n]}{r^{2n}}\,d\omega. \tag{18}$$

Die hier auftretenden Kugelfunktionen-Integrale sind nun weiter zu behandeln. Das Integral in E läßt sich einfach ermitteln. Zunächst ergibt sich mit Hilfe von (14):

$$\int_K \frac{[\mathfrak{r}\operatorname{grad} F_n][\mathfrak{r}\operatorname{grad}\bar{F}_n]}{r^{2n-2}}\,d\omega = \int_K \frac{\operatorname{grad} F_n\cdot\operatorname{grad}\bar{F}_n}{r^{2n-2}}\,d\omega - n^2\int_K \frac{F_n\bar{F}_n}{r^{2n}}\,d\omega. \tag{19}$$

Um das erste hier rechts auftretende Integral zu berechnen, kann man den Gaußschen Satz auf eine Kugel vom Radius r_0 und den Vektor $F_n\operatorname{grad}\bar{F}_n$ anwenden. Da $\operatorname{div}(F_n\operatorname{grad}\bar{F}_n) = \operatorname{grad} F_n\cdot\operatorname{grad}\bar{F}_n$ ist und die Normalkomponente unseres Vektors an die Kugelfläche durch $F_n\mathfrak{r}\operatorname{grad}\bar{F}_n = n\dfrac{F_n\bar{F}_n}{r}$ gegeben wird, so erhält man:

$$n\int_K F_n\bar{F}_n\,r\,d\omega\Big|_{r=r_0} = \int_0^{r_0} r^2\,dr\int_K \operatorname{grad} F_n\operatorname{grad}\bar{F}_n\,d\omega$$

$$= \int_0^{r_0} r^{2n}\,dr\cdot\int_K \frac{\operatorname{grad} F_n\cdot\operatorname{grad}\bar{F}_n}{r^{2n-2}}\,d\omega = \frac{r_0^{2n+1}}{2n+1}\int_K \frac{\operatorname{grad} F_n\cdot\operatorname{grad}\bar{F}_n}{r^{2n-2}}\,d\omega.$$

Das letzte Integral über die Kugel K hängt nämlich von r nicht ab und die Integrationen über r und K konnten daher unabhängig von-

1) Die Tatsache, daß die in Rede stehenden Ausdrücke für E und $\mathfrak{J}$ bei beliebigem r die Relationen (18) ergeben, kann auch direkt erschlossen werden. Es gilt nämlich $\zeta_n(\varrho)\psi_n'(\varrho) - \zeta_n'(\varrho)\psi_n(\varrho) = i$ (vgl. A. Rubinowicz, Ann. d. Phys. **62**, 716, 1920). Setzt man nun $\Im\mathfrak{m}\,\zeta_n(\varrho) = \chi_n(\varrho)$, so ist $\Im\mathfrak{m}\,\bar{\zeta}_n(\varrho)\zeta_n'(\varrho) = \psi_n(\varrho)\chi_n'(\varrho) - \chi_n(\varrho)\psi_n'(\varrho) = -\Im\mathfrak{m}[\bar{\zeta}_n(\varrho)\psi_n'(\varrho) - \zeta_n'(\varrho)\psi_n(\varrho)] = -1$ oder $\Im\mathfrak{m}\,\bar{\zeta}_n(kr)\dfrac{d\zeta_n(kr)}{dr} = -k$. Da das Integral in E offenbar reell das Integral in $\mathfrak{J}$, wie aus (8) und den Orthogonalitätseigenschaften der Kugelfunktionen folgt, aber rein imaginär ist, so ergeben sich unmittelbar die Relationen (18).

einander ausgeführt werden. Man erhält somit:

$$\int_K \frac{\operatorname{grad} F_n \cdot \operatorname{grad} \bar{F}_n}{r^{2n-2}} d\omega = n(2n+1) \int_K \frac{F_n \bar{F}_n}{r^{2n}} d\omega$$

und daher ergibt sich für das in E auftretende Integral (19) der Ausdruck:

$$n(n+1) \int_K \frac{F_n \bar{F}_n}{r^{2n}} d\omega . \qquad (20)$$

Das Integral in $\mathfrak{J}$ kann leicht anschaulich gedeutet werden. Nach Schrödinger ist nämlich im Anfangszustande unseres Atoms das Impulsmoment in der Richtung der z-Achse durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{p}_v &= \Re e \frac{h}{2\pi i} \int \bar{u}_a \frac{\partial u_a}{\partial \varphi} d\tau \\ &= \Re e \frac{h}{2\pi i} \int \bar{u}_a \left(x \frac{\partial u_a}{\partial y} - y \frac{\partial u_a}{\partial x} \right) d\tau \\ &= \Re e \frac{h}{2\pi i} \int \bar{u}_a \, [\mathfrak{r} \operatorname{grad} u_a]_z \, d\tau . \end{aligned}$$

und mithin der entsprechende Vektor durch

$$\mathfrak{M} = \Re e \frac{h}{2\pi i} \int \bar{u}_a \, [\mathfrak{r} \operatorname{grad} u_a] \, d\tau$$

gegeben. Mit Rücksicht auf (6) läßt sich aber $\mathfrak{M}$ in der Form

$$\mathfrak{M} = \frac{h}{2\pi} \int_0^\infty R_2 r^{2n+2} dr \cdot \Im m \int_K \frac{\bar{F}_n [\mathfrak{r} \operatorname{grad} F_n]}{r^{2n}} d\omega \qquad (21)$$

darstellen. Das in $\mathfrak{J}$ auftretende Integral über die Kugelfunktionen und damit auch die Richtung von $\mathfrak{J}$ wird also im wesentlichen durch den Vektor $\mathfrak{M}$ des Anfangszustandes bestimmt, wie man dies bei einem Übergange in den impulsmomentfreien Normalzustand erwartet.

§ 3. Erhaltung der Energie und des Impulsmomentes bei der Ausstrahlung.

Die Sätze von der Erhaltung der Energie und des Impulsmomentes behalten für den Ausstrahlungsvorgang sicherlich ihre Geltung, sobald das Verhältnis der Mittelwerte der in der Zeiteinheit ausgestrahlten Beträge an Impulsmoment und Energie d. h. $\mathfrak{J}/E$ gleich ist dem Verhältnis der Differenzen der entsprechenden beiden Größen im Anfangs- und Endzustande des Atoms. Da für den Grundzustand des Atoms das Impulsmoment verschwindet, muß also

$$\frac{\mathfrak{J}}{E} = \frac{\mathfrak{M}}{h\nu} \qquad (22)$$

gelten. Dies ist in der Tat der Fall; aus (18), (20) und (21) folgt

$$\frac{\mathfrak{J}}{E} = \frac{1}{\int_0^\infty R_2^2 r^{2n+2} dr \int_K \frac{F_n \bar{F}_n}{r^{2n}} d\omega} \cdot \frac{\mathfrak{M}}{h\nu}$$

und da der erste Faktor rechts nichts anderes als das Quadrat des Normierungskoeffizienten für den Anfangszustand darstellt, also gleich 1 ist, so ist die letzte Relation mit (22) identisch. Damit ist das Erfülltsein der beiden in Rede stehenden Sätze für alle, somit auch für die bei Berücksichtigung der retardierten Potentiale auftretenden „verbotenen" Übergänge gesichert[1]).

§ 4. Intensitäten der „verbotenen" Lymanlinien.

Nach dem obigen Ergebnisse kann man wohl hoffen, daß der Ausdruck (18) die Intensitäten der verbotenen Wasserstofflinien, die im Grundniveau enden mit ungefähr der gleichen Genauigkeit wiedergibt, wie die Heisenberg-Schrödingerschen Ansätze dies für die regulären Wasserstofflinien leisten. Um nun E für die einzelnen Übergänge angeben zu können, müssen wir den Wert von $I_1 + I_2$ feststellen. Nach (12) und (15) ergibt sich zunächst:

$$I_1 + I_2 = \frac{e h}{i k m} \int_0^\infty \left\{ R_1 R_2 \psi_{n-1}(k r_1) + \frac{1}{k} \Phi \psi_n (k r_1) \right\} r_1^n \, dr_1 .$$

Da aber

$$\Phi = R_1 \frac{dR_2}{dr_1} - R_2 \frac{dR_1}{dr_1} = \frac{d}{dr_1}(R_1 R_2) - 2 R_2 \frac{dR_1}{dr_1}$$

ist, so tritt in $I_1 + I_2$ das Integral

$$\int_0^\infty \frac{d}{dr_1}(R_1 R_2) \frac{\psi_n (k r_1)}{k} r_1^n \, dr_1$$

auf, das durch partielle Integration unter Verwendung von (15′) und mit Rücksicht darauf, daß an den Integrationsgrenzen $R_1 R_2 \psi_n (k r_1) \cdot r_1^n$ verschwindet in $-\int_0^\infty R_1 R_2 \psi_{n-1}(k r_1) r_1^n \, dr_1$ übergeht. Es wird somit:

$$I_1 + I_2 = -\frac{2 e h}{i k^2 m_0} \int_0^\infty R_2 \frac{dR_1}{dr_1} \psi_n (k r_1) r_1^n \, dr_1$$

oder nach (6) und (6′) und der Definition der Funktion ψ_n:

1) Vgl. A. Rubinowicz, Sommerfeld-Festschrift (im Erscheinen).

$$I_1 + I_2 = \frac{e\,h}{i\,m_0\sqrt{2}\,(k a_0)^{1/2}}\beta^{n+1}\cdot l\int_0^\infty e^{-\alpha r_1} L_{n+l}^{2n+1}(\beta r_1) J_{n+1/2}(k r_1)\, r_1^{n+1/2}\, dr_1;\ \alpha = \frac{1}{a_0}\frac{l+1}{l},\ \beta = \frac{2}{l a_0}. \tag{23}$$

Das Integral in (23) — es soll im folgenden mit A_{ln} bezeichnet werden, um seine Abhängigkeit von den Indizes l und n, soweit sie hier ausdrücklich auftreten, festzuhalten — kann leicht mit Hilfe der erzeugenden Funktion

$$\sum_{l=n+1}^{\infty} L_{n+l}^{2n+1}(\beta r_1)\frac{t^{l-(n+1)}}{(n+l)!} = -\frac{e^{-\beta\frac{t}{1-t}r_1}}{(1-t)^{2n+2}} \tag{24}$$

der Polynome L_{n+l}^{2n+1} angegeben werden. Aus (24) folgt nämlich

$$\sum_{l=n+1}^{\infty} A_{ln}\frac{t^{l-(n+1)}}{(n+l)!} = \frac{-1}{(1-t)^{2n+2}}\int_0^\infty e^{-\left(\alpha+\beta\frac{t}{1-t}\right)r_1} J_{n+1/2}(k r_1)\, r_1^{n+1/2}\, dr_1,$$

woraus bei Anwendung der Gegenbauerschen Relation[1])

$$\int_0^\infty e^{-\gamma r_1} J_\nu(k r_1)\, r_1^\nu\, dr_1 = \frac{\Gamma(\nu+1/2)}{\sqrt{\pi}}\frac{(2k)^\nu}{(k^2+\gamma^2)^{\nu+1/2}}$$

sich sofort

$$\sum_{l=n+1}^{\infty} A_{ln}\frac{t^{l-(n+1)}}{(n+l)!} = -\frac{n!}{\sqrt{\pi}}\frac{(2k)^{n+1/2}}{\left(k^2+\left(\alpha+\beta\frac{t}{1-t}\right)^2\right)^{n+1}}\frac{1}{(1-t)^{2(n+1)}} =$$

$$= -\frac{n!}{\sqrt{\pi}}\frac{(2k)^{n+1/2}}{(k^2+\alpha^2)^{n+1}}\sum_{\sigma=0}^{\infty}(-1)^\sigma\binom{-(n+1)}{\sigma}\left[\frac{1+i\frac{\alpha-\beta}{k}}{1+i\frac{\alpha}{k}}\right]^\sigma t^\sigma \cdot$$

$$\cdot\sum_{\tau=0}^{\infty}(-1)^\tau\binom{-(n+1)}{\tau}\left[\frac{1-i\frac{\alpha-\beta}{k}}{1-i\frac{\alpha}{k}}\right]^\tau\cdot t^\tau$$

ergibt. Daraus erhält man aber für A_{ln} den Ausdruck:

$$A_{ln} = -\frac{n!\,(n+l)!}{\sqrt{\pi}}\frac{(2k)^{n+1/2}}{(k^2+\alpha^2)^{n+1}}\sum_{\nu=0}^{\varrho}\binom{n+\nu}{n}\binom{n+\varrho-\nu}{n}\left[\frac{1+i\frac{\alpha-\beta}{k}}{1+i\frac{\alpha}{k}}\right]^\nu\left[\frac{1-i\frac{\alpha-\beta}{k}}{1-i\frac{\alpha}{k}}\right]^{\varrho-\nu}$$

in dem für $\varrho = l-(n+1)$ zu setzen ist. Beachtet man nun, daß $\frac{\alpha-\beta}{k} = \frac{1}{2\pi N a_0}\frac{l}{l+1}$ und $\frac{\alpha}{k} = \frac{1}{2\pi N a_0}\frac{l}{l-1}$ Zahlen sind (N ist hier die Rydbergsche Konstante für die Wellenzahl $N = 1{,}097\cdot 10^5\ \mathrm{cm}^{-1}$, $a_0 = 0{,}529\cdot 10^{-8}$ cm und daher $\frac{1}{2\pi N a_0} = 274$), denen gegenüber 1 vernachlässigt werden kann, und daß ferner

$$\sum_{\nu=0}^{\varrho}\binom{n+\nu}{n}\binom{n+\varrho-\nu}{n} = \binom{2n+1+\varrho}{2n+1}$$

ist, so erhält man in erster Näherung

$$A_{ln} = -\frac{n!}{(2n+1)!}\cdot\frac{[(n+l)!]^2}{(l-n-1)!}\left(\frac{l-1}{l+1}\right)^l\frac{(4\pi N a_0^2)^{n+1}}{\sqrt{2\pi k}}. \tag{25}$$

1) N. Nielsen, Handbuch der Theorie d. Zylinderfunktionen, Leipzig 1904, p. 186.

Für $I_1 + I_2$ folgt dann aus (23) und (25):

$$I_1 + I_2 = \frac{ieh}{\pi^{3/4} m_0} \frac{(8\pi N a_0)^n}{N a_0^{1/4} l^{n-4}} \frac{n!}{(2n+1)!} \frac{[(l+n)!]^2}{(l-n-1)!} \frac{(l-1)^{l-2}}{(l+1)^{l+2}}. \tag{26}$$

Schließlich ergibt sich bei einem Übergang e aus einem bestimmten Anfangszustande für E aus (18), (20) und (26) mit Berücksichtigung der Normierung (6″) von u_o der Ausdruck:

$$E = \frac{8e^4}{m_0 a_0^3 c} \frac{(8\pi N a_0)^{2n}}{l^{2n}} n(n+1) \left(\frac{n!}{(2n+1)!} \right)^2 \frac{(l+n)!}{(l-n-1)!} \frac{(l-1)^{2l-2}}{(l+1)^{2l+2}}. \tag{27}$$

Ist im Anfangszustande $n = 0$, so sind nach (27) keine Übergänge in den Grundzustand möglich. Dies wird ebenso wie in der ursprünglichen Schrödingerschen Überlegung durch das Verschwinden des Integrales über die Kugelfunktionen in (18) bedingt. $n = 1$ entspricht den „erlaubten" Übergängen der gewöhnlichen Lymanserie. In diesem Falle ergibt (27)

$$E = \frac{2^8 \pi^2 e^4 N^2}{9 c a_0 m_0} \frac{1}{l} \frac{(l-1)^{2l-1}}{(l+1)^{2l+1}}$$

in Übereinstimmung mit der Paulischen[1]) Darstellung der Intensitäten in der Lymanserie und mit den Rechnungen von Y. Sugiura[2]). Für größere n-Werte ist die Abnahme der Gesamtintensität der betreffenden Serie in erster Näherung durch die entsprechende Potenz des Faktors $(8\pi N a_0)^2 = 2{,}18 \cdot 10^{-4}$ d. h. durch das Quadrat des 8π-fachen Verhältnisses vom Bahnradius des Grundzustandes zur Wellenlänge der Lymanseriengrenze bestimmt, also ungemein jäh. Charakteristisch für die „verbotenen" Linien wäre ferner der Zeemaneffekt, der sich durch seine anomale Aufspaltung und besondere Intensitäts- und Polarisationsverhältnisse auszeichnen würde, die sich in ihrer Abhängigkeit von ϑ mit Hilfe von (16) leicht angeben lassen. Schließlich sei noch erwähnt, daß sich die in Rede stehenden Linien wegen der extremen Kleinheit der Ausstrahlung durch eine überaus große Ausstrahlungsdauer d. h. Interferenzfähigkeit auszeichnen müßten[1]).

1) Vgl. E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **80**, 437, 1926.

2) Y. Sugiura, Journ. de phys. et le Radium, (6), **8**, 113, 1927.

1) Diese Eigenschaft „verbotener" Übergänge bietet prinzipiell die Möglichkeit durch Interferenzversuche eine direkte experimentelle Nachprüfung der Bowenschen Hypothese über den Ursprung der Nebuliumlinien zu erhalten.

(Eingegangen 4. Oktober 1928.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 90. VERSAMMLUNG DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE IN HAMBURG VOM 16.—22. SEPTEMBER 1928.

C. Ramsauer (Berlin), Über den Wirkungsquerschnitt neutraler Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen.

Der Hauptgrund, weswegen ich dieses Referat gern übernommen habe, ist folgender:

Die allgemein benutzten Zusammenfassungen dieses Gebietes (18—22)[1]) reichen nicht wesentlich über das Jahr 1925 hinaus und stellen entsprechend den damaligen experimentellen Ergebnissen die Querschnittsanomalien[2]) der Gasmoleküle bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten völlig oder doch im wesentlichen als eine Ausnahmeerscheinung der Edelgase dar, während es sich nach den neueren Untersuchungen tatsächlich um eine Allgemeinerscheinung handelt. Dieses falsche Gesamtbild, welches sich bereits bis zu einem gewissen Grade eingebürgert hat, soll vor allem durch das vorliegende Referat auch für Fernerstehende richtig gestellt werden.

Im übrigen verfolgt das Referat die ganz allgemeine Aufgabe, die historische Entwicklung und den augenblicklichen Stand der Wirkungsquerschnittsprobleme in experimenteller Beziehung darzustellen, während ein Eingehen auf die bisher vorliegenden theoretischen Ansätze nicht beabsichtigt ist. Bei der Darstellung selbst soll der Hauptwert nicht auf die Vollständigkeit in den Einzelheiten, sondern auf die Klarheit in den Grundzügen gelegt werden.

1) Die Nummern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluß.

2) Unter Anomalie in diesem Zusammenhange wollen wir jede Verkleinerung des wirksamen Molekülquerschnitts mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit verstehen, ohne daß der Querschnitt sich absolut genommen der Null zu nähern braucht.

Begriffe und Versuchsanordnungen.

Zunächst wird eine kurze Übersicht der in Betracht kommenden Begriffe und Versuchsanordnungen vorausgeschickt, soweit dies zum Verständnis der Versuchsergebnisse unmittelbar erforderlich ist.

Ein Elektronenstrahl von der Intensität J_0 werde durch eine Gasschicht von dem Drucke p und der Dicke x auf die Intensität J geschwächt. Es besteht dann die auch experimentell bewiesene Beziehung

$$J = J_0 \cdot e^{-c \cdot p \cdot x}.$$

c ist hierbei zunächst als eine Art Materialkonstante aufzufassen, besitzt aber nach Überlegungen, die bis auf R. Clausius zurückgehen und von P. Lenard in ihrer Wichtigkeit zuerst erkannt sind, eine tiefere Bedeutung. Diese Konstante ist nichts anderes als die Querschnittssumme aller Moleküle in 1 cm³ bei 1 mm Hg, soweit diese an der Schwächung des Elektronenstrahls beteiligt sind.

Was hierbei im einzelnen unter der „Schwächung des Elektronenstrahls" verstanden werden soll, ist Sache einer mehr oder minder willkürlichen und aufs engste mit der benutzten Versuchsanordnung zusammenhängenden Definition. Es sei schon hier bemerkt, daß die Unterschiede, welche in dieser Beziehung zwischen dem absorbierenden Querschnitt und dem gesamten Wirkungsquerschnitt bestehen, für dieses Gebiet der langsamen Elektronen nicht diejenige

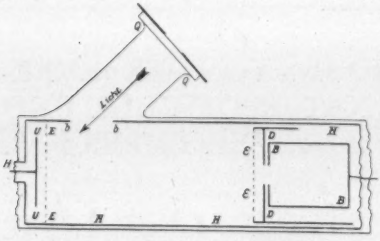


Fig. 1. Versuchsanordnung. P. Lenard 1903.

Bedeutung erlangt haben, welche anfangs vielleicht erwartet werden konnte. Eine Darstellung im einzelnen ist hier aber trotzdem erforderlich, weil sonst der Gang der historischen Entwicklung unverständlich bleiben würde.

P. Lenard, dem wir die Erschließung dieses ganzen Gebietes verdanken, führt im Zusammenhang mit der Anordnung Fig. 1 (1) den „absorbierenden Querschnitt" ein. Die an der Platte U ausgelösten und zwischen U und E beschleunigten Elektronen durchlaufen bis zu ihrer Auffangung im Käfig BB einen bestimmten Weg und zwar einmal im Vakuum (aufgefangene Menge J_0) und einmal im Gas vom Druck p (aufgefangene Menge J). Zur Ausscheidung eines Elektrons aus dem Strahl führt die „echte Absorption" und die „echte Reflexion", nicht aber die Geschwindigkeitsverminderung ohne Richtungsänderung und auch nicht die „Diffusion"; in letzterer Beziehung werden die aus dem eigentlichen, nach BB gelangenden Strahl abgelenkten Elektronen durch solche ersetzt, welche aus den äußeren Partien des ganzen, von U kommenden Gesamtstrahls in den Käfig BB hineingelenkt werden. Der mit dieser Apparatur gemessene Lenardsche absorbierende Querschnitt ist also derjenige Querschnitt der Gasmoleküle, welcher in 1 cm³ bei 1 mm Hg echt absorbierend oder echt reflektierend auf die Elektronen einwirkt.

C. Ramsauer stellt dieser Definition den „Wirkungsquerschnitt" gegenüber, welcher alle Wirkungen der Gasmoleküle auf das Elektron, nicht nur Absorption und Reflexion, sondern auch Geschwindigkeitsverlust ohne Richtungsänderung sowie Diffusion umfassen soll. Verwirklicht wird dieser Begriff durch die magnetische Methode (5, 6). In Fig. 2a wird der lichtelektrisch ausgelöste Elektronenstrahl durch ein senkrecht zur Zeichenebene stehendes Magnetfeld im Gase vom Druck p entweder auf dem kleinen Halbkreis nach a geführt (aufgefangene Menge J_0) oder auf dem großen Halbkreis nach A (aufgefangene Menge J); als Wegstrecke gilt die Differenz der beiden Halbkreise. Diese Anordnung ist für kleinste Geschwindigkeiten besonders geeignet, verbietet aber eine beliebige Beschleu-

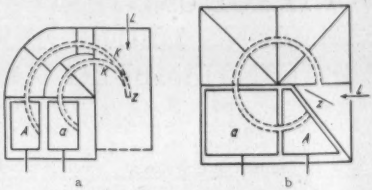


Fig. 2. Versuchsanordnungen. C. Ramsauer 1920 u. 1921.

nigung des Elektronenstrahls. In Fig. 2b ist diese Beschleunigung durch Aufladung von Z möglich. Gemessen wird hier im Gas vom Druck p die Menge, welche auf dem Halbkreis bis zum Käfig a gelangt (J_0) und die Menge, welche auf dem Dreiviertelkreis bis zum Käfig A gelangt (J); als Wegstrecke gilt die Differenz dieser beiden Strecken, also der Viertelkreis in a. Die Ausscheidung aus dem Strahl erfolgt hierbei auch durch Geschwindigkeitsverlust und durch Diffusion, da die Zugehörigkeit zum Strahl an eine bestimmte Geschwindigkeit und an eine

bestimmte Richtung gebunden ist. Der mit dieser Apparatur gemessene Ramsauersche Wirkungsquerschnitt ist also der Gesamtquerschnitt der Gasmoleküle in 1 cm³ bei 1 mm Hg, der in irgendeiner Weise auf die Elektronen einwirkt[1]).

Die Entwicklung des Grundproblems.

Wir gehen jetzt zu den einzelnen Entwicklungsstufen des Grundproblems über.

1. P. Lenard (1903; 1) erhält mittels seiner Versuchsanordnung folgende Hauptergebnisse: (vgl. Fig. 3). Der absorbierende Querschnitt steigt bei allen Gasen mit abnehmender Elek-

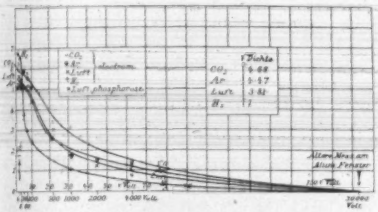


Fig. 3. Absorbierender Querschnitt. P. Lenard 1903.

tronengeschwindigkeit an. — Der absorbierende Querschnitt ist bei großen Geschwindigkeiten lediglich der Masse des Gasmoleküls proportional. — Der absorbierende Querschnitt wird bei kleinen Geschwindigkeiten zu einer individuellen Eigenschaft der betreffenden Gase. — Der absorbierende Querschnitt wächst bei den kleinsten untersuchten Geschwindigkeiten nicht über ein gewisses Maß hinaus, welches der Größenordnung nach dem gaskinetischen Querschnitt entspricht.

H. F. Mayer[1]) (1920; 3, 4) untersucht das Gebiet der kleinsten Geschwindigkeiten für die Gase H_2, CO_2, N_2, He nach einer der Lenardschen prinzipiell gleichartigen Methode und findet einen schließlich horizontal werdenden Verlauf (vgl. Fig. 4).

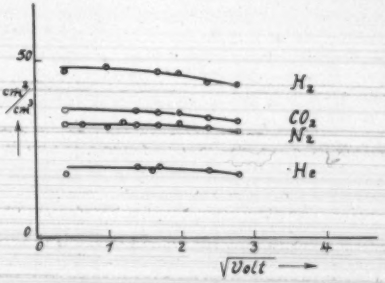


Fig. 4. Absorbierender Querschnitt. H. F. Meyer 1920.

Damit schien die gesamte Frage abgeschlossen zu sein. Es wäre höchstens noch von Interesse gewesen, die Grenzquerschnittswerte bei der Elektronengeschwindigkeit 0 für möglichst viele Gase zu messen und mit den sonstigen Eigenschaften der Gase, z. B. mit den gaskinetischen Querschnitten, zu vergleichen.

2. C. Ramsauer (1920; 5) stellt sich die Aufgabe, die Differenz zwischen dem gesamten Wirkungsquerschnitt und dem absorbierenden Querschnitt für kleinste Elektronengeschwindigkeiten zu untersuchen. Er findet nach der Methode Fig. 2a für H_2, N_2, He in der Nähe von 1 Volt für den Wirkungsquerschnitt fast die gleichen Werte, wie H. F. Mayer für den absorbierenden Querschnitt. Er schließt daraus auf das Fehlen der Diffusion und der Geschwindigkeitsverminderung in diesem Gebiet und sieht

1) Auf irgendwelche Einzelheiten kann in diesem Zusammenhang nicht eingegangen werden. In Wirklichkeit sind bei den beschriebenen Methoden noch je zwei weitere Messungen notwendig. Bei Lenard müssen noch die gesamten Elektronenmengen bestimmt werden, welche im Vakuum und welche im Gase U verlassen, da — auch abgesehen von Schwankungen der Lichtquelle — die lichtelektrische Wirkung im Vakuum und im Gase verschieden zu sein pflegt. Bei Ramsauer ist durch zwei Messungen im Vakuum festzustellen, wie stark der Strahl auf dem längeren Wege durch rein geometrische Beziehungen geschwächt wird. — Ferner wäre noch betr. des Wirkungsquerschnitts hervorzuheben, daß es sich hier um einen Grenzbegriff handelt, der nur bei unendlich schmalen Blenden erreicht werden könnte.

In begrifflicher Beziehung muß noch darauf hingewiesen werden, daß diese ganzen Vorgänge auch durch den Begriff der freien Weglänge, welche dem betreffenden Querschnitt umgekehrt proportional ist, dargestellt werden können. Der Querschnittsbegriff ist aber der einfachere, weil er sich prinzipiell auf ein Molekül bezieht, während der Begriff der freien Weglänge zur Definition zwei Moleküle verlangt und außerdem in diesem ganzen Zusammenhange noch besondere, hier nicht näher zu besprechende Komplikationen erfährt.

1) Rein zeitlich ist vor H. F. Mayer noch N. Åkesson zu nennen. Åkesson hat (1916, 2) bei Elektronenstrahlen, welche Gase von bestimmten Druck durchsetzen, Intensitätsschwankungen als Funktion der Elektronengeschwindigkeit gefunden, seine Versuche waren aber zu qualitativ und zu mehrdeutig, um seinen Befund wirklich zu beweisen und um einen Einfluß auf die weitere historische Entwicklung zu gewinnen. In der Beurteilung dieser frühen Åkessonschen Ergebnisse sind sich alle Kenner dieses Gebietes einig: „Jedoch fehlte gründliche Untersuchung und vor allem die Durchführung von Absorptionsmessungen, so daß die Deutung zweifelhaft bleiben mußte" (Lenard u. Becker, 19, S. 189), „Wenn trotzdem seine Versuche an letzter Stelle genannt werden, so geschieht dies, weil die Deutung seiner Ergebnisse noch recht ungewiß erscheint . . . ." (Franck u. Jordan, 20, S. 649/50).

die Übereinstimmung andererseits als eine Bestätigung der Mayerschen Werte an.

Ferner mißt Ramsauer den Wirkungsquerschnitt für Argon und entdeckt bei diesem Edelgas völlig neue, ganz unerwartete Erscheinungen: Der Wirkungsquerschnitt des Argons ist bei 1 Volt verglichen mit dem gaskinetischen Querschnitt außerordentlich klein und sinkt bei Verringerung der Elektronengeschwindigkeit noch weiter ab (vgl. Fig. 5).

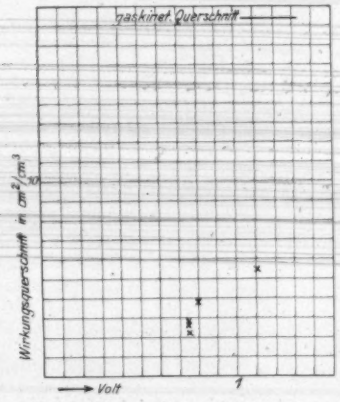


Fig. 5. Wirkungsquerschnitt des Argon. C. Ramsauer 1920.

Die Fortführung der Untersuchungen nach größeren Geschwindigkeiten hin war Ramsauer damals nicht möglich, da die benutzte Anordnung, Fig. 2a, keine Beschleunigung der Elektronen durch elektrisches Feld gestattet. (Die Variation der Geschwindigkeit in Fig. 5 war nur durch Änderung der erregenden Wellenlänge möglich.)

H. F. Mayer (1920; 4) untersuchte darauf mit seiner Anordnung ebenfalls Argon und erhielt die gleichen Ergebnisse für den absorbierenden Querschnitt[1]). Außerdem konnte er die Lücke zwischen dem Abfall der Kurve nach großen Geschwindigkeiten hin (Lenard) und dem Abfall der Kurve nach kleinen Geschwindigkeiten hin (Ramsauer) überbrücken. Er fand ein einziges Maximum bei etwa 12 Volt.

Ramsauer setzte dann (1920/21; 6) seine Untersuchungen mittels der Anordnung Fig. 2b, welche eine beliebige Variation der Elektronengeschwindigkeit auch für die magnetische Methode

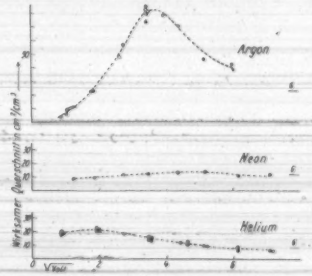


Fig. 6. Wirkungsquerschnitt. C. Ramsauer 1921.

gestattet, weiter fort und stellte zunächst den Kurvenverlauf für Ar, Ne, He und dann (1923; 7) den Kurvenverlauf für Kr, X fest. Diese Resultate sind in den Fig. 6 und 7 niedergelegt. Wie man sieht, zeigen alle Edelgase das gleiche Verhalten, wobei das Maximum und der Wiederabfall nach kleinen Geschwindigkeiten hin bei

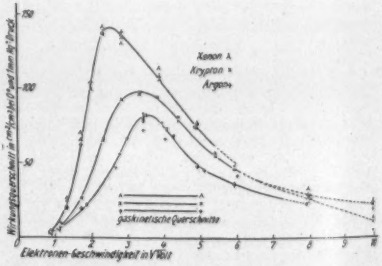


Fig 7. Wirkungsquerschnitt. C. Ramsauer 1923.

den schwereren Edelgasen sehr ausgeprägt, bei den beiden leichten Edelgasen dagegen merklich flacher ist.

Gleichzeitig wird durch einen Vergleich der Ramsauerschen A- und He-Werte mit den Mayerschen Kurven wahrscheinlich gemacht, daß in dem Bereich kleiner Elektronengeschwindigkeiten kein merklicher Unterschied zwischen dem Wirkungsquerschnitt und dem absorbieren-

1) Meine Priorität für diese Entdeckung ist einwandfrei festgestellt, da Herr H. F. Mayer, der im gleichen Institut arbeitete, in seiner einige Wochen früher eingegangenen Veröffentlichung ausdrücklich bemerkt: „Die große Durchlässigkeit des Argons für ganz langsame Strahlen (0,75—1,1 Volt) wurde zuerst von Herrn Ramsauer beobachtet". (Ann. d. Phys., **64**, 1921, 471, Anm. 1.) Ich kann aber auch eine selbständige Mitentdeckung durch Herrn Mayer nicht anerkennen, da dieser vor meiner Entdeckung des Effektes am Argon bei seinen eigenen Untersuchungen über H_2, N_2, CO_2 nicht einmal eine Andeutung von Querschnittsanomalien gefunden hat, wie sie nach der späteren Entwicklung tatsächlich, z. T. in ausgeprägtester Form, vorhanden sind.

den Querschnitt besteht, ein Ergebnis, welches sich auch weiterhin durchaus bestätigt hat. —

Damit schien die Entwicklung abermals einen gewissen Abschluß im folgenden Sinne erreicht zu haben: Auf der einen Seite stehen die Nichtedelgase mit ihrem horizontalen Endverlauf, auf der anderen Seite stehen die Edelgase mit einem Maximum und mehr oder minder starken Abfall nach kleinsten Geschwindigkeiten hin. Dieses Gesamtbild ist im wesentlichen in die zusammenfassenden Darstellungen (Nr. 18 bis 22) übergegangen und hat sich bis zu einem gewissen Grade eingebürgert, obgleich nach dem folgenden kein Zweifel an seiner Unrichtigkeit bestehen kann.

3. Es zeigt sich, erst andeutungsweise, dann immer klarer, daß der von H. F. Mayer gefundene horizontale Endverlauf der Nichtedelgase nicht den Tatsachen entspricht.

Schwer zu deuten erschienen zunächst schon die von N. Åkesson (1916; 2) gefundenen Erscheinungen; sie konnten aber der ganzen Versuchsmethode nach direkten quantitativen Versuchen gegenüber nicht als beweiskräftig angesehen werden und schienen von H. F. Mayer auf andere Ursachen zurückgeführt zu sein.

Dagegen ließen zuerst die Ergebnisse von R. B. Brode (1925; 8) ernste Zweifel an der Richtigkeit der Mayerschen Kurven entstehen. Brode benutzt eine stark vereinfachte magnetische Methodik, die zwar nicht als ganz einwandfrei betrachtet werden kann, die aber doch, wie aus

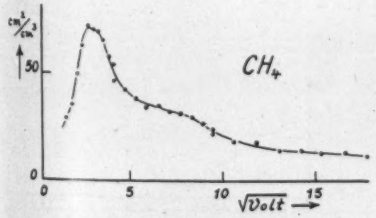


Fig. 8. Wirkungsquerschnitt.
R. B. Brode 1925.

seinen Messungen an Argon hervorgeht, den Gesamtverlauf richtig wiederzugeben vermag. Er findet zuerst für CH_4 ein Maximum und Wiederabfall nach kleinsten Geschwindigkeiten hin (vgl. Fig. 8). Dies war an sich höchst bemerkenswert, wäre aber insofern noch kein Widerspruch gegen die bisherige Gesamtauffassung gewesen, indem man nur die gefundenen Anomalien auch auf die edelgasähnlichen Gase hätte ausdehnen müssen. Brode fand dann aber weiter die in Fig. 9 wiedergegebenen Kurven für H_2 und N_2. Eine Vereinbarkeit dieser Kurven mit dem Mayerschen Horizontalverlauf erscheint kaum noch denkbar, selbst wenn man entgegen den bisherigen Erfahrungen auf den Unterschied zwischen absorbierendem Querschnitt und Wirkungsquerschnitt entscheidenden Wert legen wollte.

Dagegen stehen die Brodeschen Kurven, im Gegensatz zur Auffassung von Brode selbst, welcher die Ramsauerschen und Mayerschen Messungen nicht trennt, mit den Ramsauer-

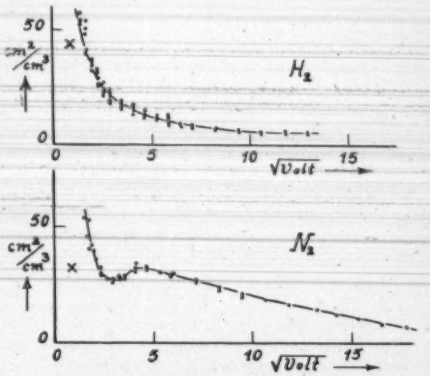


Fig. 9. Wirkungsquerschnitt.
Brode 1925 — · · · Ramsauer 1920 ×.

schen Einzelpunkten nicht im Widerspruch. Beide Meßergebnisse können nebeneinander bestehen und geben gemeinsam die Deutungsmöglichkeit, daß die Erreichung eines Maximums mit nachfolgendem starken Abstieg nach kleinen Geschwindigkeiten hin sich nicht auf die Edelgase beschränkt, sondern mindestens auch den Gasen H_2 und N_2 zukommt.

Entscheidend werden die Messungen von M. Rusch (1925; 9) an H_2, nach denen unterhalb 1 Volt ein wesentlicher Wiederabfall der Kurve eintritt, der weit unter die Mayerschen Werte führt, besonders aber die systematischen Untersuchungen von E. Brüche (1926/27; 10, 11). Brüche hat den Kurvenverlauf von H_2 und N_2 unter starker Variation der Bedingungen untersucht und die Querschnittskurven nach beiden Methoden quantitativ festgelegt, ohne dabei übrigens einen wesentlichen Unterschied zwischen dem absorbierenden Querschnitt und dem Wirkungsquerschnitt zu finden. Hier mögen seine ersten Resultate wiedergegeben werden, welche nach einer der Mayerschen im Prinzip gleichen Methode gewonnen sind (Fig. 10) und daher unmittelbar mit Mayers Worten verglichen werden können. Dieser Vergleich liefert den letzten

zwingenden Beweis für die Unrichtigkeit der Mayerschen Ergebnisse[1]).

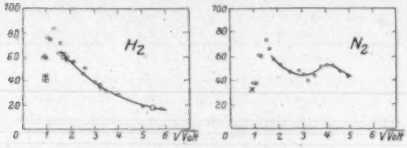


Fig. 10. Querschnittskurven.
○□ Brüche 1926. × Ramsauer 1920.

Damit haben wir jetzt ein richtiges sich auch später bestätigendes Gesamtbild gewonnen: Der eigentümliche, nicht horizontale Verlauf der Querschnittskurven bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten ist keine Sondererscheinung der Edelgasgruppen, sondern muß als eine allgemeine Erscheinung aufgefaßt werden.

Weitere Fragen.

Es sei jetzt noch eine kurze Übersicht über die weiteren experimentellen Probleme dieses Gebietes gegeben, deren Lösung zum Teil schon wesentlich gefördert, zum Teil wenigstens angebahnt ist.

1. Wenn tatsächlich jedem Gase eine charakteristische Querschnittskurve bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten zukommt, so erscheint es sehr lohnend, diese Kurven für eine möglichst große Anzahl von Gasen festzustellen und mit den sonstigen physikalischen und chemischen Eigenschaften dieser Gase in Beziehung zu bringen. E. Brüche (1927; 12) hat diese Aufgabe erfolgreich in Angriff genommen, nachdem er zunächst die Methodik für eine schnelle und lückenlose Aufnahme des Kurvenverlaufes verbessert hatte. Sein Hauptergebnis lautet: Die Querschnittskurven der Gase lassen sich zu Gruppen zusammenfassen, denen ganz bestimmte physikalische Eigenschaften zukommen (Fig. 11).

Es öffnet sich so ein weites Feld für physikalisch-chemische Untersuchungen. Die Arbeit ist auf möglichst viele gas- und dampfförmige Verbindungen und namentlich Verbindungsreihen auszudehnen. In dieser Beziehung wird der nachfolgende Brüchesche Vortrag über den „Wirkungsquerschnitt und Molekelbau in der Pseudo-Edelgasreihe $Ne - HF - H_2O - NH_3 - CH_4$" ein schönes Beispiel geben[1]).

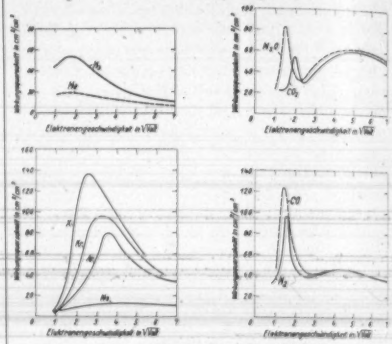


Fig. 11. Gruppeneinteilung der WQ-Kurven.
E. Brüche 1927.

2. Die Untersuchung der Querschnittskurven ist in das besonders wichtige Gebiet unterhalb 1 Volt bis herab zu 0 Volt fortzusetzen. M. Rusch (1925; 9) hat das Verdienst als erster nach besonderer Methode hier vorgedrungen zu sein. Er findet für Ar und Kr ein Minimum bei 0,7 bzw. 1,1 Volt mit nachfolgendem Anstieg nach 0 Volt hin, für H_2 und He dagegen einen sich dauernd fortsetzenden Abfall (betr. Argon vgl. Fig. 12). Bei den außerordentlichen experimentellen Schwierigkeiten, welche das Arbeiten mit ganz langsamen Elektronen mit sich bringt,

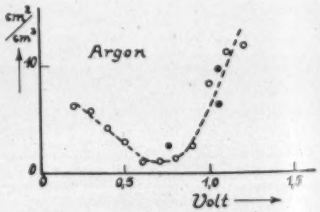


Fig. 12. Wirkungsquerschnitt
Rusch ○ ○ 1925. Ramsauer ● 1920.

erscheint die Wiederholung dieser Messungen mit anderen Versuchsanordnungen sehr erwünscht. Außerdem müßte die Untersuchung auch auf weitere Gase ausgedehnt werden.

3. Die Gesamtwirkung ist experimentell in ihre Teilwirkungen zu zerlegen. Gemessen ist bisher hauptsächlich die Gesamtwirkung, ohne daß man weiß, wie sich diese aus verschiedenen Einzelbeeinflussungen zusammensetzt. Man kann dabei formell bei der Ausführung der Versuche

1) Die Ramsauerschen Punkte schließen sich widerspruchsfrei an den Endverlauf der Brücheschen Kurven an; ihre scheinbare Übereinstimmung mit den Mayerschen Kurven, welche von Ramsauer ursprünglich als starkes Argument für die Richtigkeit dieser Kurven angesehen war, hat sich so als ein bloßer Zufall erwiesen.

1) Vgl. diese Zeitschr. **29**, 830, 1928.

ruhig an der Anschauung festhalten, daß der Wirkungsquerschnitt aus einer Summe von Teilquerschnitten besteht, muß sich aber darüber klar sein, daß diese Vorstellung sehr roh ist, und daß es sich in Wirklichkeit um Wahrscheinlichkeitsvorgänge handelt.

Nach dieser Richtung hin liegen bereits bemerkenswerte Versuche von E. Zachmann (1927; 13) über die Ablenkung in kleinen Winkeln und von R. Kollath über die Ablenkung in großen Winkeln vor. Zachmann hat hauptsächlich Argon untersucht und konnte ein Maximum der von ihm gemessenen Teilwirkung bei etwa 11 Volt feststellen. Kollath hat seine Arbeit auf eine große Reihe von Gasen ausgedehnt und das einheitliche Ergebnis erhalten, daß die Gesamtwirkung für den ersten Anstieg der Querschnittskurve bei den Edelgasen und für das erste Maximum bei den Kurven mit doppelten Maxima (alles gerechnet von der Elektronengeschwindigkeit o aus) im wesentlichen auf elastischen Reflexionen beruht, während der weitere Verlauf nach höheren Geschwindigkeiten hin auf andere Wirkungen zurückgeführt werden muß. Der nachfolgende Kollathsche Vortrag wird hierüber Näheres bringen[1]).

4. Die Untersuchung des Wirkungsquerschnitts ist auch auf positive Korpuskeln auszudehnen. Es liegen hier bereits folgende Ergebnisse vor.

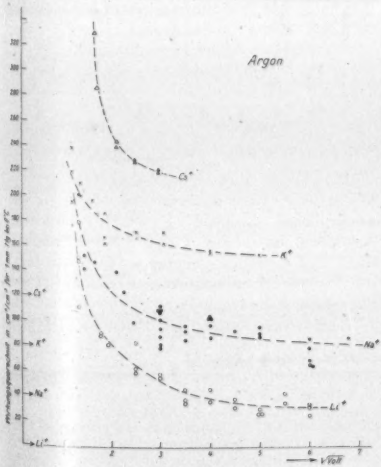


Fig. 13. Alkali-Ionen.
Ramsauer-Beeck 1927.

1) Vgl. diese Zeitschr. **29**, 834, 1928.

C. Ramsauer und O. Beeck (1927; 14) untersuchten Alkaliionen zwischen 1 und 30 Volt mit dem einheitlichen Ergebnis, daß die Wirkungsquerschnittskurven bei allen benutzten Gasen nach kleinerer Geschwindigkeit hin erst langsam, dann immer schneller und schneller ansteigen, ohne daß irgendwelche Anomalien wie bei den Elektronen auftreten (vgl. Fig. 13).

G. P. Thomson (1927; 15) untersuchte die Streuung von H^+-Teilchen (Protonen) und erhielt das höchst bemerkenswerte Resultat, daß sich auch hier in Ar und He Wirkungsmaxima zeigen, und daß diese Maxima der Größenordnung nach bei der gleichen Lineargeschwindigkeit liegen, bei welcher Ramsauer die betreffenden Maxima für Elektronen gefunden hatte (vgl. Fig. 14).

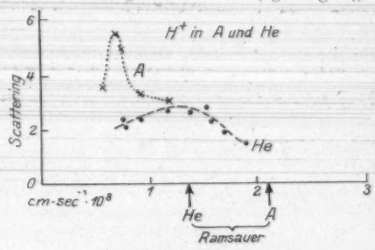


Fig. 14. Protonen.
G. P. Thomson 1927.

Wenn es sich allgemein bestätigen sollte, daß für diese ganzen Phänomene die Lineargeschwindigkeit maßgebend ist, was ja auch mit dem Fehlen aller Anomalien für geringe Voltgeschwindigkeiten bei den Ramsauer-Beeckschen Versuchen in Einklang steht, so wäre damit eine weitere Grundlage für die Deutung dieser ganzen Erscheinungen gegeben. Versuche nach dieser Richtung hin sind daher von größtem Interesse. —

Es drängt sich zum Schluß, trotz der absichtlichen Beschränkung dieses Referates auf das Experimentelle, naturgemäß die Frage nach der theoretischen Bedeutung dieser ganzen Erscheinungen auf, doch liegt die Sache insofern andersartig, wie es sonst in dieser hochtheoretischen Zeit der Fall zu sein pflegt, als theoretische Überlegungen für die Entdeckung der Effekte und für die weitere experimentelle Entwicklung ohne jeden Einfluß gewesen sind. Theorien in dem Sinne, daß ein eingehender Vergleich zwischen dem gesamten Versuchsmaterial einerseits und den berechneten Werten andererseits möglich wäre, bestehen zur Zeit noch nicht. Unter allen bisher vorliegenden Ansätzen scheinen dem Vortragenden zur Zeit die Lösungsversuche von H. Faxén und J. Holtsmark (1927/28 16, 17),

die das Problem auf breiter wellenmechanischer Grundlage angreifen, den meisten Erfolg zu versprechen. Von wesentlicher Bedeutung für Weiterführung der Theorien ist hierbei, wie schon bemerkt, die allgemeine Erschließung des Geschwindigkeitsgebietes unterhalb 1 Volt und die Vervollständigung der Protonenversuche.

Literaturübersicht[1]).

Originalarbeiten:

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 714—744, 1903.
2) N. Åkesson, Lunds Univ. Arsskr. **12**, Nr. 11, 1916.
3) H. F. Mayer, Dissertation Heidelberg 1920.
4) H. F. Mayer, Ann. d. Phys. **64**, 451—480, 1921.
5) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, 513—540, 1921.
6) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **66**, 546—558, 1921.
7) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **72**, 345—352, 1923.
8) R. B. Brode, Phys. Rev. **25**, 636, 1925.
9) M. Rusch, Physik. Zeitschr. **26**, 748—751, 1925.
10) E. Brüche, Ann. d. Phys. **81**, 537—571, 1926.
11) E. Brüche, Ann. d. Phys. **82**, 912—946, 1927.
12) E. Brüche, Ann. d. Phys. **83**, 1065—1128, 1927.
13) E. Zachmann, Ann. d. Phys. **84**, 20—60, 1927.
14) C. Ramsauer u. O. Beeck, Physik. Zeitschr. **28**, 858—864, 1927.
15) G. P. Thomson, Phil. Mag. **2**, 1076, 1926.
16) H. Faxén u. J. Holtsmark, Zeitschr. f. Phys. **45**, 307—324, 1927.
17) J. Holtsmark, Zeitschr. f. Phys. **48**, 231—243, 1928.

Zusammenfassungen:

18) C. Ramsauer, Jahrb. d. Rad. **19**, 345—354, 1923.
19) P. Lenard u. A. Becker, Handb. d. Experimentalphysik (Wien-Harms) Bd. 14, Kap. 5 C u. F.
20) F. Franck u. P. Jordan, Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel) Bd. 23, Kap. 7.
20a) Vgl. auch: J. Franck u. P. Jordan, Struktur der Materie Bd. 3, Kap. 1.
21) W. Bothe, Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel) Bd. 24, Kap. 1.
22) S. Valentiner, Landolt-Börnstein, Ergänzungsband. 1927. S. 74.

1) Entsprechend dem Zweck dieses Referats sind hier nur diejenigen Arbeiten wiedergegeben, die auf die Entwicklung der Wirkungsquerschnittsprobleme von wesentlichem Einfluß gewesen sind.

E. Brüche (Berlin), „Wirkungsquerschnitt und Molekelbau" in der Pseudo-Edelgasreihe: Ne—HF—H_2O—NH_3—CH_4.

Mit der Aufdeckung gewisser Zusammenhänge zwischen Wirkungsquerschnitt und Molekelbau[1]) ist der WQ-Forschung ein neuartiges Arbeitsgebiet eröffnet, durch das den WQ-Kurven auch vor jeder genauen theoretischen Deutung ein gewisser atomtheoretischer Nutzen zukommt. Untersuchungen auf diesem Gebiet versprechen nämlich einerseits Hinweise zur Aufklärung der WQ-Anomalien, anderseits solche über den Aufbau der Molekeln zu bringen.

Ich habe mich daher nochmals mit einer experimentellen Untersuchung dieser Entwicklungsrichtung beschäftigt. Über das Problem und die Ergebnisse dieser Untersuchung mit dem Thema: WQ u. MB in der Pseudo-Edelgasreihe: Ne—HF—H_2O—NH_3—CH_4 möchte ich jetzt berichten. — Dazu ist ein einleitendes Eingehen auf den Stand der bisherigen Kenntnis notwendig, während ein anschließendes Skizzieren einiger auf der Basis dieser Kenntnis behandelbarer Fragestellungen eine gewisse Vorstellung von den Möglichkeiten dieses Arbeitsgebietes vermitteln möge.

1. Bisherige Kenntnis über das Thema: WQ u. MB[1]).

Die Zusammenhänge zwischen WQ u. MB zeigten sich in der Einteilungsmöglichkeit der untersuchten Gase in Gasgruppen mit besonderer Bedeutung. In jede solcher Gruppen waren nämlich Gase zusammengetreten mit gleichem Kurventyp, gewisser Verwandtschaft in den allgemeinen Eigenschaften und Ähnlich-

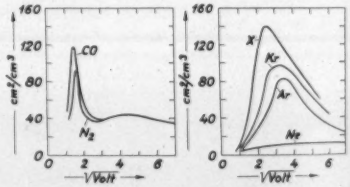


Fig. 1. Die beiden wichtigsten Gruppen der WQ-Kurven.

keiten im Aufbau ihrer Molekel. In Fig. 1 sind zwei dieser Gruppen graphisch dargestellt. Außerdem ist in Tab. I eine Zusammenstellung sämtlicher Gruppen gegeben. Die durch Figur und Tabelle wiedergegebene Kenntnis läßt sich im einzelnen in folgende Sätze zusammenfassen,

Tabelle I.
Die Wirkungsquerschnitts-Gruppen.

Gruppe	Außenelektr. Zahl	Gase
N_2	10	N_2 , CO
CO_2	16	CO_2, N_2O
Ar	8	Ne , Ar, Kr, X
H_2	2	He , H_2

1) Vgl. bezügl. aller ins Einzelne gehenden Fragen die Hauptarbeit: E. Brüche, WQ u. MB. Ann. d. Phys. **83**, 1065, 1927.

1) In Abkürzung: WQ u. MB.

Tabelle II.
Periodisches System.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
	1	2	3											4	5	6	7	8
I	H																	He
II	Li	Be	B											C	N	O	F	Ne
III	Na	Mg	Al											Si	P	S	Cl	Ar
IV	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
V	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Ma	Ru				Cd					J	X
VI	Cs											Hg						

von denen der folgende den vorhergegangenen stets als Spezialfall enthält:

Satz: Sehr ähnlicher Gesamtaufbau der Molekeln bedingt ähnliche WQ-Kurven;

Satz: Ähnlicher Bau der Molekeln an der Außenschale bedingt gleichen WQ-Kurventyp;

Feststellung: Innerhalb einer Gruppe von Gasen gleichen Kurventyps herrscht Gleichzahligkeit der Außenelektronen.

Die beiden ersten Aussagen scheinen mir sichergestellt; doch ließen sie sich leicht durch Untersuchung folgender Reihen des periodischen Systems (vgl. Tab. II) nachprüfen bzw. stärker belegen: Li—Na—K—Rb—Cs; Zn—Cd—Hg[1]); O_2—S_2—Se_2; F_2—Cl_2—Br_2—J_2.

Die dritte Aussage dagegen ist nur eine Feststellung, welcher bisher kein Punkt des Versuchsmaterials widerspricht, und von der daher allgemeine Bedeutung vermutet wurde. Wegen dieser letzten Unklarheit ist es auch noch nicht möglich, aus der Ähnlichkeit der WQ-Kurven auf Ähnlichkeit des Molekelbaus zu schließen, sondern vorerst nur auf Gleichzahligkeit der Außenelektronen. Ein Beispiel: Wir dürften aus der Kurvenähnlichkeit von CH_4 mit den schweren Edelgasen nur dann auf Ähnlichkeit des Baues an der Außenschale schließen, wenn diese Gase nicht gerade sämtlich acht Außenelektronen hätten.

Nach dem geschilderten Stande der Kenntnis ist also noch die Frage nach der Bedeutung der Außenelektronenzahl offen, eine Frage, deren Klärung offensichtlich eine der nächsten Untersuchungen bzw. die nächste Untersuchung zur Aufgabe haben muß.

2. Einige neue Fragestellungen zum Thema: WQ u. MB[2]).

Betrachten wir nun kurz drei als Beispiele herausgegriffene experimentelle Fragestellungen, deren Bearbeitung auf der Grundlage der soeben geschilderten Kenntnis in Frage kommt, und wählen uns diejenige aus, welche am sichersten weiterführen muß[3]).

Tabelle III.
Fragestellungen zum Thema WQ u. MB.

4	5	6
C	N	O

1.

2.

4	5	6	7	8
CH_4	NH_3	OH_2	FH	Ne Ar Kr X

3.

1) Anm. bei der Korr. Durch die soeben erschienene Untersuchung von Jones (Phys. Rev. **32**, 459. 1928) scheint das Brodesche Ergebnis (Proc. Roy. Soc. **109**, 397, 1925), das im Gegensatz zu anderen Messungen stand, sichergestellt zu sein, nach welchem Zn—Cd—Hg ebenfalls eine Kurvengruppe und zwar mit hyperbolischem Charakter bilden.

2) Dieser Abschnitt 2 mußte beim Vortrag aus Zeitmangel ausgelassen werden; es wurde also von der Frage nach der Bedeutung der Außenelektronenzahl direkt zu der diese Frage beantwortenden Untersuchung der Hydridreihe übergegangen.

3) Bemerkt möge noch werden, daß bei dem heutigen Stande der Kenntnis sich natürlich keine scharfe Trennung zwischen Problemen, die für die WQ-Frage und solchen, die für die Molekelphysik wichtig sind, durchführen läßt. Das Sammeln von Erfahrungssätzen über den WQ und die Schlüsse über den Bau untersuchter Molekeln gehen durchaus Hand in Hand. (Es ist wie mit einem „aufgefundenen" Instrument, dessen Zweck man erkennt, dessen Benutzungsweise man indessen nur ahnt. Man benutzt es, erzielt mehr oder minder gut den gewünschten Erfolg und lernt damit gleichzeitig das Instrument in seinen Eigenschaften kennen.)

Die in Tab. III zusammengestellten Beispiele sind dabei so ausgewählt, daß sie Probleme von möglichst verschiedenartiger Natur betreffen, um auf diese Weise die große Mannigfaltigkeit der neuen Fragestellungen anzudeuten.

1. Zunächst ist die Gruppe der „isosteren"[1] Molekeln N_3—HCN—H_2C_2 (ganz entsprechend wäre: O_3—H_4C_2—H_6B_2?—H_2CO) angeschrieben, deren Kurvenfestlegung Aufschlüsse über den Einfluß des in den Molekelkomplex eintretenden H-Kerns und auch über Unsymmetrie des Aufbaues bringen kann[2]).

2. Die als zweites Beispiel angeführte Auswechselreihe von Tetrachlorkohlenstoff bis Methan CCl_4—$HCCl_3$—H_2CCl_2—H_3CCl—H_4C enthält symmetrische und nichtsymmetrische Stoffe und die beiden strukturverwandten Grenzstoffe. Wie wird sich das in den Kurven ausprägen?

3. Eine Entwicklungsreihe allgemeiner Natur beschließt die Beispiele; gerade eine derartige Reihe (die Reihe Ar—HCl—H_2S—PH_3—SiH_4 leistet Gleiches) ist, wie es sogleich näher ausgeführt werden wird, dasjenige Untersuchungsobjekt, welches bei dem vorhin geschilderten Stande der Kenntnis am geeignetsten ist. Sie muß nämlich die Entscheidung über die Bedeutung der Außenelektronenzahl bringen und damit zur Klärung grundlegender Fragen beitragen.

3. Die Hydridreihe, das jetzt geeignetste Untersuchungsobjekt zum Thema: WQ u. MB.

Um die Eigenschaften der Hydridreihe: CH_4—NH_3—OH_2—FH—Ne und ihre bei dem jetzigen Stande der Kenntnis besonders gute Eignung als Untersuchungsobjekt diskutieren zu können, ist sie in Fig. 2 in eine dem periodischen System nachgebildete Tabelle eingetragen. Bei Ne überlappt sich diese Reihe mit der Edelgasreihe Ne—Ar—Kr—X, mit der sie auch Gleichzahligkeit der Außenelektronen (acht an der Zahl) gemeinsam hat. In das jedem Gase durch die Tabelle zugeordnete Fach ist — soweit bekannt — die entsprechende WQ-Kurve eingezeichnet; daneben ist der Grimmsche Hydridverschiebungssatz[3]) angegeben. Er sagt für die uns interessierende Hydridreihe aus, daß in denjenigen pysikalischen Konstanten, die nicht mit dem Dipolmoment in Zusammenhang stehen, ein regelmäßiger Anstieg von Ne zu CH_4 stattfindet.

Nach diesen Erläuterungen können wir nun leicht formulieren, zu welchen Fragen uns die Festlegung der fehlenden WQ-Kurven Material bringen wird:

1. Ist die Zahl der Außenelektronen — alle diese Stoffe haben acht Außenelektronen —

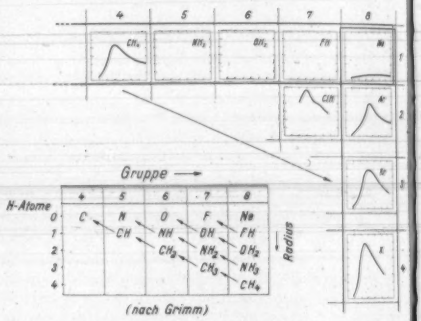


Fig. 2. Der Hydridverschiebungssatz als Thema einer Wirkungsquerschnitts-Untersuchung.

für den Kurventyp allein maßgebend? Das wäre sicherlich nicht der Fall, wenn z. B. die H_2O-Kurve nicht den Ar-Typ hätte.

2. Ist in der Reihe der Kurven von Ne bis CH_4 eine Entwicklung feststellbar in dem Sinne einer Vergrößerung der Absoluthöhe und einer verschärften Ausprägung des Maximums? Es würde das dem im Grimmschen Hydridverschiebungssatz dargestellten Gang in den physikalischen Eigenschaften entsprechen.

3. Ist die Kurvenähnlichkeit von Kr und CH_4 nur eine selbstverständliche Erscheinung der von Ne aus in beiden Reihen fortschreitenden Entwicklung oder bedeutet sie ein ähnliches Beeinflussungsfeld der Molekeln?

4. Die Ergebnisse aus der Untersuchung der Hydridreihe über das Thema WQ u. MB.

Die gestellte experimentelle Aufgabe ist durch Untersuchung der Dämpfe NH_3 und H_2O im wesentlichen gelöst worden. Es geschah das mit der schon früher benutzten magnetischen Apparatur, wobei naturgemäß in diesem Falle besondere Schwierigkeiten zu überwinden waren. Die Messungen mußten ohne jegliche Kühlung bei dauernder Durchströmung des Dampfes durch die Apparatur vorgenommen werden. Die Druckmessung erfolgte bei NH_3 mit dem Mc Leod-

1) Über alles in dieser Mitteilung Vorkommende aus atomchemischem Gebiet vgl. H. G. Grimm, Atombau und Chemie. Handb. d. Physik (Geiger-Scheel) **24**, 467, 1927 (besonders Abschn. 25—30), wo auch weitere Literatur verzeichnet ist.

2) Die Untersuchung von solchen Molekeln, in die H-Kerne aufgenommen sind, erscheint besonders interessant. Nimmt doch der H-Kern gegenüber allen sonstigen Molekelteilen eine Sonderstellung ein, da es das einzige elektronenlose Gebilde ist. Er kann sich als praktisch punktförmige positive Ladung anderen Atomen auf viel geringere Entfernungen nähern, als dies gewöhnliche Ionen mit Elektronenhüllen zu tun vermögen. Bei den Hydridreihen Ne—HF—H_2O—NH_3—CH_4 und Ar—HCl—H_2S—PH_3 sprechen bestimmte Daten auch durchaus dafür, daß diese weitgehende Annäherung erfolgt (vgl. Grimm, l. c. S. 483); man spricht daher oft von „Einbau der H-Kerne in die Elektronenhülle" und einer „Abschirmung der Wirkung nach außen".

3) H. G. Grimm, Zeitschr. f. Elektrochemie **31**, 474, 1925.

Manometer, während für H_2O das von mir früher für diesen Zweck gebaute Flächenmanometer Anwendung fand. Es sei betont, daß diese besonders schwierigen Messungen überhaupt erst dadurch möglich wurden, daß die Methode jetzt zeitlich schnell und meßtechnisch einfach benutzt werden kann. — Wegen der großen Schwierigkeiten ist

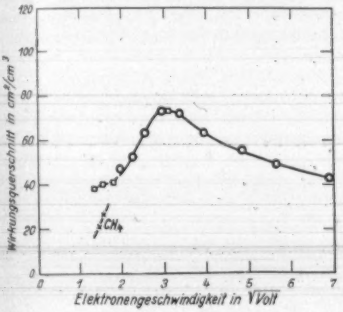


Fig. 3. Die Wirkungsquerschnittskurve von Ammoniakdampf.

den neuen Messungen nicht die gleiche Genauigkeit zuzusprechen, wie den bisher festgelegten Kurven normaler Gase, doch dürfte der Kurvencharakter zweifellos richtig sein.

Zunächst ist in Fig. 3 die Kurve von NH_3 dargestellt. Sie zeigt ähnlich der CH_4-Kurve

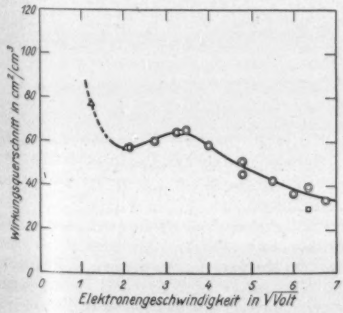


Fig. 4. Die Wirkungsquerschnittskurve von Wasserdampf.

ein ausgeprägtes Maximum, jedoch biegt sie bei Übergang zu kleinen Geschwindigkeiten deutlich in die Horizontale ab. Ein Irrtum ist, obwohl es sich aus Intensitätsmangel nicht mehr um quantitative Messungen in diesem Gebiet handelt, unmöglich, denn zwei unter denselben Bedingungen (Strömung usw.) gemessene CH_4-Punkte (×) liegen genau auf der früher gefundenen absteigenden Kurve von CH_4 (——).

Noch krasser tritt die Änderung des Kurvencharakters bei der H_2O-Kurve hervor, die in Fig. 4 dargestellt ist. Sie zeigt ein Maximum nur noch als Andeutung, dagegen einen steilen Anstieg zu kleinen Geschwindigkeiten.

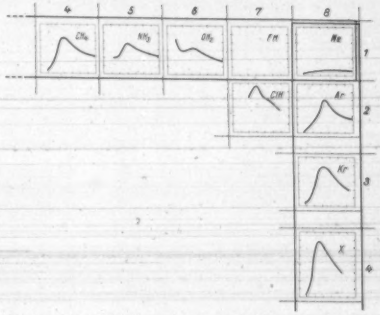


Fig. 5. Die Wirkungsquerschnittskurven der Edelgase und Pseudoedelgase.

In Fig. 5 sind nun die neuen Kurven in die freien Plätze eingefügt, die der in Fig. 3 dargestellte Ausschnitt des periodischen Systems in der Hydridreihe aufwies. Wir sehen nochmals anschaulich, daß von einer „Entwicklung" der Ne-Kurve zur CH_4-Kurve in einfacher Weise gar keine Rede ist, wenn auch in dem breiten Maximum aller Kurven eine große Verwandtschaft angedeutet zu sein scheint. Zum quantita-

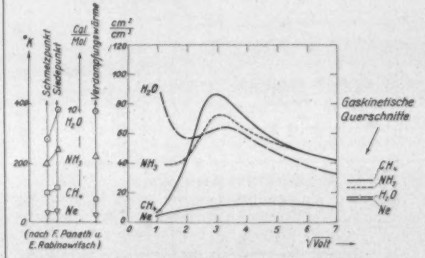


Fig. 6. Vergleich der Wirkungsquerschnittskurven in der Pseudoedelgasreihe.

tiven Vergleich sind schließlich die Kurven noch besonders in Fig. 6 übereinander gezeichnet.

Wenden wir uns nun unseren vorhin aufgestellten drei Fragen zu, deren Beantwortung wir von dieser Untersuchung erwarteten:

Antwort zu Frage 1:

Die Zahl der Außenelektronen ist offensichtlich nicht allein für den Kurventyp maßgebend;

es kommt demnach also — und das ist viel verständlicher und wertvoller — zumindest auf den Molekelbau an der Außenschale an. (Für HCl bedeutet es, daß die Zuordnung zur Ar-Gruppe wahrscheinlich nicht richtig ist.)

Antwort zu Frage 2:

Zur Diskussion des Grimmschen Hydridverschiebungssatzes wird es zweckmäßig sein, die Kurven nach zwei getrennten Geschwindigkeitsbereichen zu besprechen:

Im Bereich von rund 3 √Volt ab bis zur Untersuchungsgrenze 7 √Volt ist eine Ordnung der Kurvenhöhen, wie es der Verschiebungssatz bzw. die (mit eingezeichneten) gaskinetischen Querschnitte erwarten lassen, vorhanden. Sogar die Maxima passen sich dieser Ordnung in Höhen- und Geschwindigkeitslage noch recht gut an, so daß man bei Unkenntnis des bei kleineren Geschwindigkeiten liegenden Gebietes geneigt sein könnte, eine gewisse Kurvenähnlichkeit zu behaupten.

Im Bereich unter 3 √Volt werden die Verhältnisse durchaus anders. Hier ist der Hydridverschiebungssatz garnicht erfüllt. Es findet vielmehr bei den im zuerst betrachteten Gebiet ähnlich verlaufenden Kurven eine selbständige Entwicklung zu besonderen Typen statt. Nur CH_4 fällt mit Ne ab, während NH_3 horizontal wird und H_2O sogar nach Durchlaufung eines

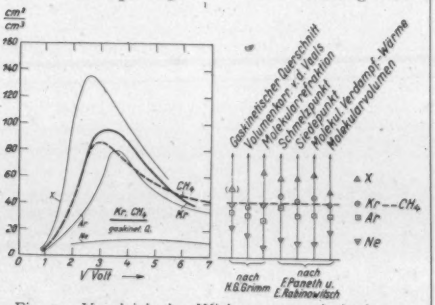


Fig. 7. Vergleich der Wirkungsquerschnittskurven und der physikalischen Daten von CH_4 und den Edelgasen: X, Kr, Ar, Ne.

Minimums dauernd zu steigen scheint. Sucht man in der Literatur nach Konstanten, welche dieser Endgruppierung: Ne—CH_4—NH_3—H_2O entsprechen, so findet man ganz ähnliche Verhältnisse bezüglich aller derjenigen Größen, die durch die mit dem Einbau von H-Kernen bedingte asymmetrische Ladungsverteilung (Dipolmoment) verknüpft sind. Die neben die Kurvendarstellung eingetragenen Werte des Schmelzpunktes, Siedepunktes und der molekularen Verdampfungswärme am Siedepunkt mögen das erläutern.

Antwort zu Frage 3:

Damit ist auch die dritte Frage nach der Bedeutung beantwortbar, die der gleiche Kurventyp von CH_4 und der Ar-Reihe hat. Es bedeutet dies, da der Gleichzahligkeit der Außenelektronen keine besondere Bedeutung mehr zuzumessen ist, daß zwischen CH_4 und demjenigen Edelgas, das die ähnlichste Kurve mit CH_4 hat, eine weitgehende Ähnlichkeit des Aufbaues an der Außenschale bestehen muß. Die nähere Auswahl dieses Edelgases erleichtert Fig. 7, welche die besonders bei kleinen Geschwindigkeiten geradezu überraschende Übereinstimmung[1]) mit Kr erkennen läßt. Diese besonders ausgeprägte Kurvenübereinstimmung zwischen CH_4 und Kr ist durchaus nichts Alleinstehendes. Schon Rankine[2]) hat als erster auf diese Ähnlichkeit hingewiesen. Viele physikalische Daten sagen das gleiche wie die WQ-Kurven aus, wie es die neben dem Kurvenbild stehende Darstellung[3]) verdeutlicht.

Mit der durch die Untersuchung von NH_3 und H_2O möglich gewordenen Beantwortung obiger drei Fragen ist wieder ein kleiner Schritt vorwärts getan in das Gebiet: Wirkungsquerschnitt und Molekelbau.

Berlin-Reinickendorf, Forschungsinstitut der AEG.

1) Daß die Abweichungen bei größeren Geschwindigkeiten vollständig reell zu sein brauchen, ist nicht gesagt. Man bedenke, daß die Kr-Kurve 1921 von Ramsauer, die CH_4-Kurve 1927 vom Verfasser gemessen wurde.

2) A. O. Rankine, Nature **108**, 590, 1921.

3) Die Daten sind entnommen aus: F. Paneth u. E. Rabinowitsch, Berichte d. deutsch. Chem. Ges. **58**, 1138, 1925 und H. G. Grimm, Zeitschr. f. Elektrochemie, **31**, 474, 1925.

R. Kollath (Berlin), Über den Anteil der „Reflexion" an der Gesamtwirkung neutraler Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen.

Die Gesamtwirkung, die ein Elektron durch ein Gasmolekül erfahren kann, wird experimentell durch die Messung des Wirkungsquerschnittes erfaßt. Um nun zum Verständnis des Beeinflussungsvorganges zu gelangen, muß die Gesamtwirkung in Einzelwirkungen zerlegt werden[1]). Zu dieser experimentellen Aufgabe liefert die vorliegende Arbeit einen Beitrag, indem sie sich mit „Reflexion", „Geschwindigkeitsverlust" und „Absorption" beschäftigt[2]).

1) Vgl. Ramsauer, Ann. d. Phys. **83**, 1124, 1927.

2) Aus Gründen der kürzeren Darstellung wird in diesem Referat die alte Lenardsche Bezeichnungsweise im Gegensatz zur Hauptarbeit (Ann. d. Phys. **87**, 259, 1928) beibehalten.

1. Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust: Bei der Messung des Wirkungsquerschnittes wird die Gesamtzahl der beeinflußten Elektronen indirekt dadurch gemessen, daß man die Zahl der ungehindert durchgeflogenen feststellt und dann auf die Zahl der beeinflußten rückschließt. Bei der Messung der Reflexion muß direkt untersucht werden, was mit den beeinflußten Elektronen geschieht, ob sie nur Richtungsänderungen erleiden oder nur Geschwindigkeitsänderungen oder vielleicht beides zusammen usw.

Diese experimentelle Aufgabe ist recht kompliziert. Ich begnügte mich daher zunächst mit folgendem enger gefaßten Thema: Werden Elektronen durch ein Gasmolekül ohne Geschwindigkeitsverlust senkrecht abgelenkt? Wie hängt

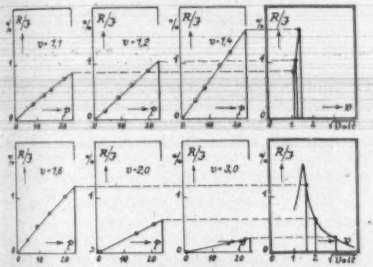


Fig. 1. Druck- und Geschwindigkeitsabhängigkeitsabhängigkeit der senkrechten Reflexion.

diese verlustfreie senkrechte Reflexion in verschiedenen Gasen von der Elektronengeschwindigkeit ab? Zeigen die erhaltenen Kurven Zusammenhänge mit den Wirkungsquerschnittskurven?

An Hand einer schematischen Zeichnung der Versuchsanordnung wird die Wirkungsweise der Apparatur und der Gang einer Messung auseinandergesetzt[1]).

Es wird gemessen, wieviel Elektronen R (immer bezogen auf gleiche in den Versuchsraum eintretende Gesamtmenge J) bei verschiedenen Drucken p senkrecht reflektiert werden, eine konstante Elektronengeschwindigkeit v vorausgesetzt. Die sechs einfach eingerahmten Bilder in Fig. 1 zeigen, daß der Quotient R/J zum Gasdruck proportional ist und von der Geschwindigkeit des Primärstrahls wesentlich abhängt. (Die bei jeder dieser Druckgeraden benutzte Geschwindigkeit ist in √Volt im oberen Teil jedes Bildes eingetragen). Die doppelt eingerahmten Bilder rechts geben die Größe der senkrechten Reflexion, gemessen durch den mehr oder weniger steilen Anstieg der Druckgeraden, in Abhängigkeit von der zugehörigen Elektronengeschwindigkeit in √Volt. Durch Umrechnung auf einen Druck von 1 mm Hg und auf 1 cm Strahllänge läßt sich dann hieraus ein „Querschnitt der senkrechten Reflexion

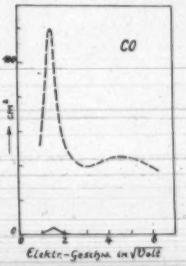


Fig. 2. Senkrechte Reflexion und Gesamtwirkung (Direkter Vergleich).

ohne Geschwindigkeitsverlust" ermitteln. Der direkte Vergleich einer so erhaltenen Kurve mit der zugehörigen Wirkungsquerschnittskurve (Fig. 2) ist wegen der sehr verschiedenen Ordinatenhöhen nicht möglich. Es wurden daher die für 10 Gase gemessenen Reflexionsquerschnitte in Fig. 3 in einem zwanzigmal größeren Maßstab gezeichnet als die Wirkungsquerschnitte[1]). Die Gase wurden dabei nach der Ähnlichkeit der Kurven in drei Gruppen eingeordnet.

Bei allen Gasen scheint es, als wenn der erste Anstieg der Wirkungsquerschnittskurven von 1 Volt

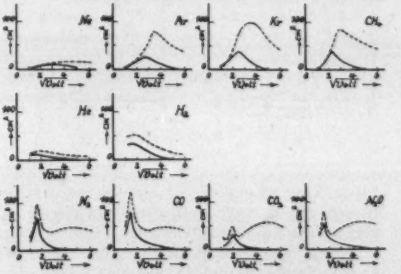


Fig. 3. Reflexions- und Wirkungsquerschnitt.

an im wesentlichen aus Reflexionen ohne Geschwindigkeitsverlust besteht. Im weiteren Verlauf verhalten sich die einzelnen Gruppen verschieden:

1) Der Vortrag erscheint hier in stark gekürzter Form, da eine ausführliche Arbeit über die senkrechte Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust in den Ann. d. Phys. bereits erschienen ist. Besonders über Definitionen und experimentelle Einzelheiten vgl. daher Ann. d. Phys. **87**, 259, 1928.

1) Zu diesen 10 Figg. ist zu bemerken, daß sich etwa die hier vorliegenden Höhen der Reflexionskurven ergeben würden, wenn die Reflexion für alle Winkel genau so groß wäre, wie für die senkrechte Richtung.

In der *Ar*-Gruppe ist das Maximum wohl nicht allein durch Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust deutbar, im anderen Fall müßte es schon in anderen Winkelrichtungen bei wesentlich höherer Geschwindigkeit liegen.

Bei der H_2-Gruppe kann der Verlauf der Wirkungsquerschnittskurve weitgehend durch Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust gedeutet werden, sogar das Maximum selbst.

Bei den vier übrigen Gasen kommt das erste spitze Maximum des Wirkungsquerschnittes wahrscheinlich nur durch Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust zustande, während beim zweiten Maximum wohl Einwirkungen anderer Art vorliegen.

2. Reflexion mit Geschwindigkeitsverlust einschließlich Absorption: Nachdem im Vorangegangenen festgestellt war, daß Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust bei Gasen mit zwei Maxima im Wirkungsquerschnitt wohl nur für die Deutung des ersten Maximums in Frage kommt, schienen weitere Untersuchungen besonders bei diesen Gasen lohnend. Mit der-

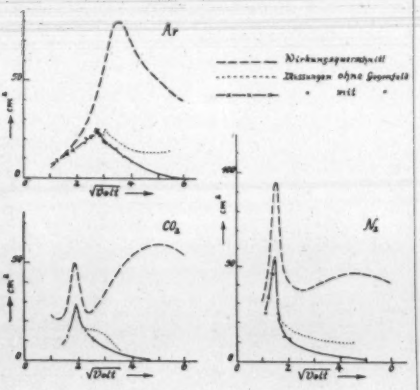


Fig. 4. Senkrechte Reflexion ohne und mit Geschwindigkeits-Verlust.

selben Versuchsanordnung war es möglich, zu messen, wie viele der senkrecht abgelenkten Elektronen Geschwindigkeitsverluste erlitten hatten. Das Ergebnis der Messungen zeigt Fig. 4 für Argon, Stickstoff und Kohlensäure. Die schon aus Fig. 3 bekannte ausgezogene Kurve gibt die Zahl der senkrecht ohne Geschwindigkeitsverlust reflektierten Elektronen, die dazu gezeichnete punktierte Kurve gibt die Gesamtreflexion (ohne und mit Geschwindigkeitsverlust) an, mit eingezeichnet sind zum Vergleich die Wirkungsquerschnittskurven. Das zweite Maximum der Wirkungsquerschnittskurven ist also auch nicht durch senkrechte Reflexion mit Geschwindigkeitsverlust deutbar. Ebenso hatten Versuche, das zweite Maximum durch Absorption zu erklären, kein positives Ergebnis.

Wir erhalten also in der Hauptsache folgende Resultate: Bei allen Gasen tritt „senkrechte Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust" von Elektronen an Gasmolekülen auf. — Diese senkrechte Reflexion zeigt eine charakteristische Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit: nur ein Maximum in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich. — Dieses Maximum liegt bei Kurven mit zwei Wirkungsquerschnittsmaxima stets an der Stelle des ersten Wirkungsquerschnittsmaximums, so daß es nahe liegt, dieses erste Maximum allein durch Reflexion ohne Geschwindigkeitsverlust zu deuten. —

Die weiteren Versuche über die Geschwindigkeitsverluste in senkrechter Richtung und über „Absorption" reichen nicht aus, um das zweite Maximum verständlich zu machen[1]).

Berlin-Reinickendorf, Forschungsinstitut der AEG.

1) Damit soll natürlich nicht gesagt sein, daß die Deutung des zweiten Maximums durch Geschwindigkeitsverluste überhaupt nicht möglich sei; es geht daraus vielmehr hervor, daß bei Ablenkungen, die mit Geschwindigkeitsverlust verbunden sind, andere Richtungen vor der senkrechten wesentlich bevorzugt werden.

H. Behnken (Berlin), Über die Auslösung von Elektronen durch Röntgenstrahlen. (Nach gemeinsamen Versuchen mit R. Jaeger.)

Die Untersuchung knüpft an eine Arbeit von O. Berg und P. Ellinger aus dem Jahre 1922 an. Diese untersuchten die Ionisationswirkung der an einer Reihe von Elementen durch Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen in Abhängigkeit von der Atomnummer. Sie bezogen diese auf die Ionisation durch die in einem bestimmten Luftvolumen ausgelösten Elektronen. Sie fanden im allgemeinen einen Anstieg der Emission mit wachsender Atomnummer nach komplizierten Kurven. Ein einfacher Zusammenhang zwischen der Atomnummer und der Emission ließ sich aus den Ergebnissen nicht entnehmen. Dies hat seinen Grund vermutlich in gewissen Komplikationen der Versuchsbedingungen, nämlich einmal in der Verwendung ungefilterter, also sehr inhomogener Röntgenstrahlen, ferner in der Tatsache, daß bei B. u. E. die Röntgenstrahlen die in Form von Platten benutzten Substanzen völlig zu durchdringen hatten und dadurch sowohl in bezug auf Intensität wie Qualität in sehr verschiedener Weise verändert wurden. Die hier beschriebenen Versuche vermeiden dies, indem die Emission lediglich auf der Vorderseite der

bestrahlten Substanzen gemessen wurde. Ferner wurden die Röntgenstrahlen durch Filterung homogenisiert. Die so gemessenen Emissionskurven zeigen zwar auch im allgemeinen einen Anstieg mit der Atomnummer. Im übrigen haben sie jedoch ein von den Berg-Ellingerschen Kurven abweichendes Aussehen. Stellt man, soweit dies aus den in der Literatur bislang vorhandenen Daten möglich ist, die Energiebilanz für die Emission auf, so gelangt man bei gewissen Vereinfachungen zu einer Formel folgender Art:

$$E = \left(\frac{\varrho}{\mu_\lambda}\right)_C \cdot \left(\frac{\mu_\lambda}{\varrho}\right)_N \cdot \left\{1 - \frac{\lambda}{\lambda_{K,L\ldots}} \cdot \left[\left(1 - \frac{1}{\varkappa}\right)\left(1 - \frac{f(N)}{100}\right)\right]\right\}.$$

Hier bedeutet E die Elektronenemission, $\left(\frac{\varrho}{\mu_\lambda}\right)_C$ den reziproken Massenabsorptionskoeffizienten des Kohlenstoffes für die Wellenlänge λ, $\left(\frac{\mu_\lambda}{\varrho}\right)_N$ den Massenabsorptionskoeffizienten des bestrahlten Körpers der Atomnummer N, $\lambda_{K,L\ldots}$ die Wellenlänge der auf λ folgenden Absorptionskante des Elementes der Atomnummer N, $\varkappa$ die Größe des Absorptionssprunges an dieser Kante, $f(N)$ den Prozentsatz an „innerer Absorption" der bei Elektronenauslösung aus der betreffenden zur Kante gehörigen Elektronenschale angeregten Fluoreszenzstrahlung. Die nach dieser Formel berechneten Emissionskurven zeigen mit den experimentellen Kurven weitgehende Ähnlichkeiten. Die noch bestehenden Abweichungen lassen sich wenigstens qualitativ aus den einstweilen unvermeidlichen Vernachlässigungen erklären.

Hamburg, im September 1928.

E. Rupp (Berlin), Versuche zur Elektronen-Beugung.

Die Versuche, eine Wellennatur des Elektrons nachzuweisen, schließen sich auf der Grundlage der de Broglieschen Wellenlängenbeziehung an die in der Röntgenspektroskopie ausgebildeten Methoden an. So haben zuerst Davisson und Germer das Laue- und das Bragg-Verfahren an Einkristallen für Elektronen angewendet. Das Debye-Scherrer-Verfahren an Vielkristallen ist von G. P. Thomson für große Elektronengeschwindigkeiten, von mir für kleine Elektronengeschwindigkeiten benutzt worden. Ich habe diese Versuche fortgesetzt mit der Abänderung, daß an Stelle der früher verwendeten photographischen Methode eine elektrische Auffangemethode in Anwendung kam. Dabei wurde auch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Beugungsring gemessen und mit der Geschwindigkeitsverteilung im zentralen Streukegel verglichen. Von den Ergebnissen sei das eine herausgegriffen, daß Elektronen ohne Geschwindigkeitsverlust, also mit voller Primärgeschwindigkeit, im Beugungsring prozentual viel stärker vorhanden sind als im zentralen Streukegel. Es scheint danach, daß als gebeugte Elektronen nur solche Elektronen zählen, die beim Durchgang durch die Metallfolie nur eine einzige Wechselwirkung mit einem Netzebenenpaar erfahren haben. Alle Elektronen, die Wechselwirkungen mit verschiedenen Netzebenenpaaren erfahren haben, erleiden auch Geschwindigkeitsverluste und, werden im allgemeinen nicht am Ort der Beugungsringe abgebildet; sie gehören in die Gruppe der gestreuten Elektronen.

Doch will ich bei der Kürze der Zeit meine Aufgabe nicht darin erblicken, auf diese Versuche näher einzugehen; vielmehr will ich über die Ausführung des elementaren Versuches zum Nachweis der Wellennatur des Elektrons berichten, über Elektronenbeugung an einem mechanisch geritzten Gitter.

Wegen der Kürze der zu erwartenden Wellenlänge wird man auch hier auf Methoden zurückgreifen, wie sie für Röntgenstrahlen ausgebildet sind.

Man wird sich an die Methode des streifenden Einfalls am Gitter von A. Compton anschließen und diese Methode für Elektronen abändern.

Ein Elektronenstrahl falle unter dem streifenden Winkel Θ auf ein optisches Gitter auf. Dann wird der reflektierte Strahl unter demselben Winkel das Gitter verlassen, und die zu erwartenden gebeugten Strahlen mögen mit dem reflektierten Strahl den Beugungswinkel α einschließen. Es gilt die Beziehung

$$n\lambda = \frac{d}{2}\alpha(\alpha + 2\Theta),$$

wenn d die Gitterkonstante des optischen Gitters, n die Ordnung des gebeugten Strahles und λ die Elektronenwellenlänge auf Grund der de Broglieschen Beziehung $\lambda = \frac{h}{mv}$.

Bei Anwendung dieser Gleichung ist d bekannt, α kann aus den Abständen $RB = a$ und der Länge l ($l = 38{,}5$ cm bei der verwendeten Anordnung) gemessen werden. Unbekannt sind λ und der streifende Winkel Θ.

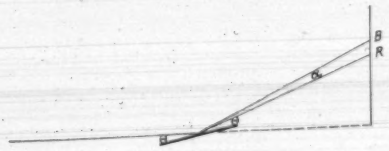
Zur Prüfung der Gültigkeit der de Broglieschen Beziehung kann man nun zwei Wege einschlagen. Man kann bei einem und demselben Winkel Θ und verschiedener Strahlgeschwindigkeit v, also verschiedenem λ der Elektronenwelle,

die Gültigkeit der de Broglieschen Beziehung voraussetzen und den Winkel Θ berechnen. Der so gewonnene Wert von Θ muß konstant sein, falls die de Broglie'sche Beziehung richtig ist.

Ist aber außer der Beugung erster Ordnung auch der Beugungswinkel zweiter oder gar dritter Ordnung bekannt, dann kann eine Absolutbestimmung von λ durchgeführt werden, wobei, wie in der gewöhnlichen Optik, die Messung der Elektronenwellenlänge einzig und allein auf Längenmessungen zurückgeführt wird.

Bei dem von mir durchgeführten Gitterversuch konnten beide Methoden Anwendung finden.

Um Elektronenbeugung an einem optischen Gitter erfolgreich durchzuführen, erweisen sich



drei Bedingungen als ausschlaggebend. Das Gitter muß ein auf Metall geritztes Gitter sein, denn ein Glasgitter würde sich elektrisch aufladen. Das von mir verwendete Gitter war auf Spiegelmetall geritzt. Es hatte 1300 Teile/cm, also $d = 7{,}70 \times 10^{-4}$ cm.

Um eine gute Abbildung des Elektronenstrahls auf der photographischen Platte zu erhalten, erwies sich Ausblenden des Strahls bei der großen Strahllänge als nicht genügend. Es wurde daher das Verfahren von H. Busch in Anwendung gebracht, den Elektronenstrahl bei Durchtritt durch die erste Blende der Röhre durch ein inhomogenes Magnetfeld auf der photographischen Platte abzubilden. Falls die Magnetspule kurz ist im Verhältnis zur Röhrenlänge, erhält man, wie Busch gezeigt hat, eine scharfe Abbildung eines Elektronenstrahls nach einer Beziehung, die ganz der optischen Linsenformel entspricht.

Als dritte Bedingung zum Gelingen der Versuche war erforderlich, das optische Gitter in Zwischenpausen während der Aufnahme mit schnellen Elektronen zu beschießen. Vor Beginn des Versuchs wurde das Gitter mit Elektronen von 1500 oder 3000 Volt beschossen, dann lief drei bis vier Minuten lang die Aufnahme, darauf wurde das Gitter wieder zwei Minuten beschossen, worauf nach Abkühlen des Gitters die Aufnahme drei bis vier Minuten weiterging. Die ganze Aufnahme dauerte zehn bis fünfzehn Minuten.

Die Versuchsröhre. Die Elektronen lieferte ein mit Bariumoxyd bedeckter Wolframdraht. Ein Vorfeld von etwa 12 Volt zwischen der Kathode und einem zweiten Glühdraht liegt senkrecht zu dem Hauptfeld zwischen diesem Draht und den folgenden Blenden. Auf diese Weise wird erreicht, daß das Licht des Glühdrahtes die Aufnahme auf dem photographischen Film nicht stört. Die Blenden sind etwa 0,8 cm hoch und 0,1 bis 0,2 mm breit. Über der dritten Blende befindet sich die Magnetfeldspule, die die erste Blende auf dem photographischen Film abbildet. Das Gitter hinter der dritten Blende kann senkrecht zur Röhrenachse und in einem Winkel zur Röhrenachse bewegt werden. Dem Gitter gegenüber befindet sich ein Glühdraht zur Beschießung des Gitters. Damit während dieser Beschießung kein Licht des Glühdrahtes auf den Film eindringt, kann der Film mit einer Klappe abgedeckt werden, die durch einen Schliff betätigt wird. Der zweite Glühdraht an der Kathode, ein Platindraht, erlaubt die Justierung der Apparates mit Licht. Dazu wird der Filmhalter weggenommen und eine lichtelektrische Zelle hinter die Röhre gesetzt. Nach Einstellung der Blenden wird das Gitter folgendermaßen justiert:

Das Gitter wird senkrecht zur Röhrenachse in den Lichtstrahlengang hineinbewegt und die Lichtintensität dabei gemessen. So kann der Ort, wo die Gitterebene den Lichtstrahl erreicht, genau ermittelt werden. Nun wird vor der lichtelektrischen Zelle ein Spalt von 0,1 mm angebracht, das Gitter gedreht und die Lichtintensität gemessen als Funktion der Gitterdrehung. Auf diese Weise kann der streifende Einfallswinkel eingestellt werden. Die Einzelheiten der Justierung können hier nicht gebracht werden.

Die mit der Versuchsanordnung gewonnenen Aufnahmen lassen den reflektierten Strahl und die Beugungsbilder erster Ordnung erkennen, oft auch die Beugungsbilder zweiter Ordnung und in einigen Fällen auch noch die dritter Ordnung. Daß die Erscheinung Elektronen zukommt, wurde besonders geprüft. Die Aufnahmen stehen in voller Analogie zu Beugungsbildern von Röntgenstrahlen an demselben Gitter.

Auf die Auswertung einiger Aufnahmen sei kurz eingegangen in den folgenden Tabellen. Die oben skizzierte Relativmethode zeigt die erste Tabelle.

Aus den verschiedenen Strahlgeschwindigkeiten berechnet sich ein konstanter streifender Winkel Θ mit ± 5 Proz. mittlerem Fehler.

Recht günstig ist die absolute Auswertung der Aufnahme in Tabelle II in bezug auf Versuchsfehler. Sie konnte nur in wenigen Fällen durchgeführt werden, wo Beugungsbilder bis zur dritten Ordnung erhalten wurden.

Tabelle I.

	10^8	Nr.	a_1 mm	a_2 mm	a_1 10^3	a_2 10^3	Θ_1	Θ_2	
70	1.50	56	2,08	3.1	5.4	8,05	0.9	0.83	
		57	2.04	3.0	5.3	7.8	1.03	1.1	
		62	2,13	3.0	5.55	7.8	0.8	1.1	
150	1.00	65	1,60	2.3	4.16	6.05	1.14	1.17	$\Theta_m =$
		66	1,55	2.4	4.03	6.25	1.22	1.03	$1{,}1 \cdot 10^{-3} \pm 5$ Proz.
		69	1,58	2.4	4.12	6.25	1.15	1.03	
310	0.70	70	1,2	1.8	3.1	4.7	1.3	1.5	
		77	1.3	1.9	3.4	4.9	1.0	1.2	

Tabelle II.

$V = 150$ Volt

d_1	1.30	a_1	3,38	Θ_1	2,15	$\Theta_m = 2{,}21 \cdot 10^{-3}$
d_2	2.05	a_2	5.34	Θ_2	2,20	$\lambda = 1.00$ Å $\pm 0{,}02$
s	2.60	a_3	6,80	Θ_3	2.30	

Man erreicht hier das Ergebnis, daß die de Broglie'sche Beziehung auf $\pm$ 2 Proz. gültig ist. Ein inneres Gitterpotential, wie es bei Kristallen als Beugungsgittern in Erscheinung tritt, macht sich hier offenbar nicht bemerkbar.

Der Versuch über Elektronenbeugung mit einem optischen Gitter liefert eine weitere Stütze über die Zwitternatur des Elektrons. Wie das Licht neben und parallel seinen Welleneigenschaften korpuskulare Eigenschaften aufweist, so zeigen die Elektronen neben und parallel ihren korpuskularen Eigenschaften Welleneigenschaften.

Berlin-Reinickendorf, Forschungsinstitut der AEG.

Hans Geiger und Walther Müller (Kiel), Das Elektronenzählrohr.

§ 1. Wirkungsweise und Herstellung eines Zählrohrs.

In einem Metallrohr ist axial ein dünner Draht ausgespannt, dessen Oberfläche mit einer schlecht leitenden Schicht von gleichmäßiger Dicke überzogen ist. Infolge der isolierenden Wirkung dieser Schicht läßt sich die Spannung zwischen Draht und Rohr über das Funkenpotential hinaus steigern. Entsteht nun an beliebiger Stelle innerhalb des Rohres eine kleine Zahl von Ionen, so fließt dem Draht infolge der starken Stoßmultiplikation momentan eine erhebliche Elektrizitätsmenge zu. Bei einem blanken Draht würde ein solcher Stromstoß eine Dauerentladung auslösen; bei dem präparierten Drahte aber erfolgt für kurze Zeit eine Aufladung der Oberflächenschicht und damit ein Zusammenbrechen des elektrischen Feldes und ein Abreißen des Stromes. Da der Stromstoß mit einem Fadenelektrometer leicht nachgewiesen werden kann, ist die Möglichkeit gegeben, diese Anordnung, die wir als Zählrohr bezeichnen wollen, zum Nachweis einzelner Korpuskularstrahlen zu verwenden. Gegenüber dem Spitzenzähler, bei dem der Durchmesser der Eintrittsöffnung einige Millimeter nicht übersteigen kann, besitzt das Elektronenzählrohr den Vorteil, daß Flächen von 100 cm² und mehr ausgezählt werden können. Wenn es sich also um die Bestimmung einer extrem schwachen Strahlung eines radioaktiven Stoffes oder eines Röntgenrohres handelt, so übertrifft das Zählrohr an Empfindlichkeit sehr erheblich alle bisher bekannten Methoden. Dazu kommt, daß das Zählrohr ohne Schwierigkeiten in sehr verschiedenen Ausmaßen hergestellt werden kann und mit überraschender Sicherheit und Konstanz für lange Zeiten arbeitet.

Die Herstellung des Drahtes kann in verschiedener Weise erfolgen. Für einen ersten Versuch möchten wir folgendes Verfahren vorschlagen, das sicher zum Ziele führt: Ein 0,2 mm starker Stahldraht wird solange in Salpetersäure getaucht, bis er einen gleichmäßigen, deutlich sichtbaren schwarzen Überzug erhalten hat. Man befestige dann den Draht mit Hartgummistopfen axial in einem Messingrohr, evakuiere und fülle mit trockener Luft bis zu einem Druck von etwa 5 cm Hg. Unter diesen Bedingungen beträgt die erforderliche Spannung etwa 1200 Volt, und zwar legt man zweckmäßig den negativen Pol der Spannungsquelle an das Rohr. Den Draht verbindet man mit einem Fadenelektrometer und leitet ihn gleichzeitig über einen Widerstand von 100—1000 Megohm zur Erde ab. Auch geglühte oder lackierte Drähte können statt des säurebehandelten Drahtes benutzt werden.

Ein gutes Zählrohr zeigt bei Bestrahlung mit einem Radiumpräparat über einen Bereich von etwa 50 Volt eine von der Spannung unabhängige

1	2	3	4	5	6	7
Nr.	Länge cm	Innerer Durchm. cm	Wandstärke mm	Empfindlichkeit	Zahl der spontanen Ausschläge, Zählrohr ohne Schutz	Zählrohr mit 20 cm Fe-Panzer
1.	4,2	1	0,07	300	12	3,8
2.	5	1	0,15	450	23	3,8
3.	17	3	1	5500	150	40

Ausschlagszahl. Wie viele Ausschläge zu erwarten sind, läßt sich nach den in § 2 gemachten Angaben berechnen. Die Ausschläge selbst sind auch an einem Elektrometer geringer Empfindlichkeit sehr groß und gleichmäßig. Fadenbewegungen irgendwelcher Art, die mit Ausschlägen verwechselt werden könnten, treten auch bei langen Beobachtungsreihen nicht auf, wenn der Aufbau sorgfältig vorgenommen wird.

§ 2. Empfindlichkeit des Zählrohrs.

Je nach den speziellen Versuchen, zu denen man das Zählrohr verwenden will, wird man seine Dimensionen verschieden wählen. Die obige Tabelle gibt in den Spalten 2 bis 4 Länge, Durchmesser und Wandstärke für drei Zählrohre, die bei den noch zu besprechenden Versuchen Verwendung gefunden haben. Spalte 5 zeigt die Empfindlichkeit, die durch die Zahl der Ausschläge definiert wurde, welche die γ-Strahlung von 1 mg Radium bei 1 m Entfernung pro Minute hervorruft. Man ersieht, daß durchschnittlich 20—30 Ausschläge pro cm² Oberfläche des Zählrohrs auftreten. Leider ist es nicht möglich, die Zahl der zu erwartenden Ausschläge mit genügender Sicherheit zu berechnen, um so festzustellen, inwieweit das Zählrohr quantitativ arbeitet. Immerhin scheint außer Zweifel zu sein, daß die Zahl der beobachteten Ausschläge der Zahl der das Zählrohr durchsetzenden Sekundärelektronen ziemlich nahe kommt, was um so überraschender ist, als bei dem geringen Gasdruck und bei der kurzen Laufstrecke im Rohr die Strahlen nur ganz wenige Ionenpaare im Gase erzeugen können. Es mag aber auch sein, daß bei den tiefen Drucken für die Auslösung des Stromstoßes weniger die Gasionisation als die an der Rohrwand ausgelöste Tertiärstrahlung verantwortlich ist. Wir hoffen durch Variation des Gasdrucks und des Wandmaterials diese Fragen demnächst klären zu können.

Für den praktischen Gebrauch eines Zählrohrs ist neben der in Spalte 5 gegebenen Empfindlichkeit die Größe des sog. natürlichen Effekts (Reststrahlung) von ausschlaggebender Bedeutung (Spalte 6 der Tabelle). Alle von uns bisher hergestellten Zählrohre zeigten im Laboratoriumsraum, wenn keine besonderen Schutzmaßnahmen getroffen waren, bis zu 4 spontane Ausschläge pro Minute und cm² der Rohroberfläche. Durch einen allseitigen Eisenpanzer von 20 cm Dicke wurde die Zahl der Spontanausschläge auf etwa ein Drittel, teilweise auch erheblich weiter herabgesetzt, ein Beweis dafür, daß für die Reststrahlung zu einem erheblichen Teil die Strahlung des umgebenden Mauerwerks, des Erdbodens und die Höhenstrahlung verantwortlich ist. Durch Einschaltung weiterer Eisenschichten wird auch die Reststrahlung noch mehr verkleinert. Inwieweit die bei den stärksten bisher benutzten Eisenpanzern noch vorhandene Strahlung einem nicht absorbierten Teil der Höhenstrahlung, einer Aktivität der Rohrwand oder des Eisenpanzers oder anderen Gründen zuzuschreiben ist, muß noch dahingestellt bleiben.

§ 3. Beispiele für die Anwendbarkeit des Zählrohrs.

Im folgenden werden einige einfache Versuche beschrieben, welche die Empfindlichkeit des Zählrohrs und seine Anwendbarkeit für verschiedene Strahlenarten erläutern sollen.

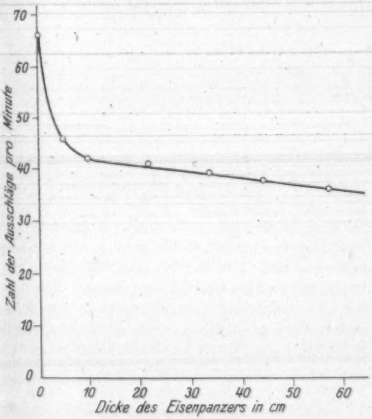
Kaliumstrahlung. Die Intensität der Kalium-β-Strahlung ist so gering, daß ihre Wirkung an einem gewöhnlichen Blattelektrometer auch bei großer Kaliumfläche kleiner bleibt als der natürliche Effekt. Bei der bekannten Hoffmannschen Apparatur[1]), die ja alle sonstigen elektrometrischen Strommeßmethoden an Empfindlichkeit weit übertrifft, betrug nach den Messungen von Biltz und Ziegert[2]) die Aktivität einer unbedeckten Kaliumchloridfläche von 12,5 cm² das Vierfache der natürlichen Reststrahlung. Dieses günstige Verhältnis von Kaliumaktivität zu Reststrahlung wurde dadurch erzielt, daß durch besondere Maßnahmen die α-Komponente der Reststrahlung praktisch ausgeschaltet wurde.

Bei Zählrohr Nr. 2 stieg die Ausschlagszahl von 3,8 auf 36,3 an, wenn das Rohr allseitig (15,7 cm²) mit Kaliumchlorid umgeben wurde. Man sieht also, daß die Aktivität von Kalium relativ zur natürlichen Reststrahlung hier noch

1) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **80**, 779, 1926.
2) M. Biltz u. H. Ziegert, Physik. Zeitschr. **29**, 197, 1928.

größer ist als bei der Hoffmannschen Apparatur. Diese günstigen Verhältnisse haben beim Zählrohr ihren Grund darin, daß α- und β-Strahlen unabhängig von ihrer Ionisation abgezählt werden, während in einer Ionisierungskammer ein α-Teilchen etwa das Tausendfache zum Strome beiträgt als ein β-Teilchen. Eine weitere Verbesserung des Verhältnisses ließe sich durch Verwendung eines dünnwandigeren Rohres unter erhöhtem Panzerschutz erzielen.

Heßsche Höhenstrahlung. Zählrohr Nr. 3 wurde im Erdgeschoß des Instituts aufgebaut und



Absorption der Höhenstrahlung gemessen mit dem Elektronenzählrohr.

gegen Strahlung von unten und von den Seiten durch 20 cm Eisen abgeschirmt; nur von oben her konnte die Strahlung zunächst frei eindringen. Durch Aufbau von Eisenschichten von etwa 60 × 90 cm² Oberfläche wurde dann auch diese Strahlung stufenweise immer stärker abgeblendet. Die beistehende Figur zeigt die Abnahme der Ausschlagszahl mit der Schichtdicke; man erkennt den anfänglich steilen Abfall der γ-Strahlung des im Mauerwerk vorhandenen Radiums usw.; dann den langsamen Abfall, sobald die Heßsche Strahlung allein wirksam wird. In eine Diskussion der Kurve soll erst eingetreten werden, wenn der bei den größten Panzerdicken noch vorhandene Resteffekt geklärt ist.

Für die bei solchen Messungen erreichbare Genauigkeit ist allein die Zahl der abgezählten Teilchen bestimmend. Im vorliegenden Falle wurden für jeden Kurvenpunkt etwa 2000 Teilchen gezählt. Die Aufnahme der ganzen Kurve erforderte somit einen Zeitaufwand von 6—7 Stunden. Diese Zeit könnte durch Anwendung von photographischen oder automatischen Registriermethoden erheblich herabgesetzt werden, da sich ja durch Wahl eines entsprechend größeren Zählrohrs die minutliche Ausschlagszahl weitgehend steigern läßt. Gerade bei dem Höhenstrahlproblem spielt die Schnelligkeit, mit der die Messungen ausgeführt werden können, eine erhebliche Rolle.

Wir haben die Konstanz des Zählrohrs Nr. 3 über 14 Tage durch wiederholte Bestimmung der Ausschlagszahl bei stärkstem Eisenpanzer kontrolliert. Die Ausschlagszahl blieb innerhalb der zu erwartenden statistischen Schwankungen völlig unverändert.

Röntgenstrahlung. Hier haben wir uns einstweilen auf einige einfache Demonstrationsversuche beschränkt. Die Strahlung eines kleinen Modellröntgenrohrs, betrieben mit einer als Kinderspielzeug käuflichen Elektrisiermaschine, gab aus mehreren Metern Entfernung am Zählrohr Nr. 1 einen kräftigen Effekt. Bei Betrieb des Rohres mit einem kleinen Funkeninduktor, war die Strahlung noch aus 20 m Entfernung ohne weiteres nachweisbar. Man beachte dabei, daß das Zählrohr der Strahlung nur eine Fläche von 4 cm² darbot, daß also der Raumwinkel außerordentlich klein war. Wir glauben, daß sich das Zählrohr gerade deshalb, weil es kleinen Raumwinkel mit hoher Empfindlichkeit vereinigt, für viele Röntgen- und γ-Strahlprobleme besonders nützlich erweisen wird[1]).

1) Vgl. hierzu das vortreffliche Buch von F. Kohlrausch „Probleme der γ-Strahlung" Sammlung Vieweg 1927.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität, September 1928.

Rudolf Thaller (Hamburg), Über das Dosieren von Kathodenstrahlen an Lenard-Hochleistungsröhren.

Wenn ich in Kürze über das Dosieren von Kathodenstrahlen bei Lenard-Hochleistungsröhren sprechen soll, so wird dies zunächst auf den Physiker, Chemiker und vielleicht auch auf den Elektrotechniker etwas befremdend wirken. In der Medizin z. B. verabreicht man dem Patienten irgendeine bestimmte Menge eines Medikamentes, meist gemessen mit der Waage, also eine bestimmte Dosis. Wie dann eine solche verabreichte Dosis dem Patienten bekommt, hat mit dem Wesen des Dosierens nichts zu tun. In der Röntgen- und Lichttherapie wird eine bestimmte Energiemenge auf die Hautoberfläche

oder auf tieferliegende Gewebe und Organe abgegeben. Die wirksam absorbierte Strahlenmenge soll dabei gemessen werden. Man spricht von einer biologischen und von einer physikalischen Dosis. Die physikalische Dosierung z. B. in der Röntgentiefentherapie kann nunmehr, nach langem Bemühen, eine wohl definierte Einheit zu finden, heute mit ziemlicher Genauigkeit durchgeführt werden.

Die Kathodenstrahlen wurden 1869 von Hittorf entdeckt und nachdem Heinrich Hertz in den achtziger Jahren des vorigen Jahrhunderts nachgewiesen hatte, daß dünne Metallblätter für Kathodenstrahlen stark durchlässig sind, gelang es P. Lenard 1892 durch ein Aluminiumfenster den Kathodenstrahlen den Weg in die freie Atmosphäre zu ermöglichen.

Lenard und seine Schule hat das ganze Gebiet der Kathodenstrahlen, also von den geringsten Geschwindigkeiten bis zu den höchsten, qualitativ und quantitativ weitgehend behandelt und erforscht.

Die dauernden Fortschritte in der Technik des Röhrenbaues, ich nenne nur Pauli, 1911, Eisenhuth, 1913 und Coolidge, 1925, haben es ermöglicht, heute Röhren herzustellen, welche in der Medizin und Technik verwendet werden können. Das Problem der Intensitäts- und Energiemessung für Hochleistungsröhren taucht daher neuerdings wieder auf, und es soll vorläufig dahingestellt bleiben, ob der Ausdruck „dosieren" hierfür der geeignete ist.

Wir unterscheiden nun nach Lenard beim Durchgang von Kathodenstrahlen durch Materie eine Energieumsetzung durch Absorption und eine Energieumsetzung durch Geschwindigkeitsverlust.

Aus einer von Lenard angegebenen Energieumsetzungstabelle (s. folgende Tabelle), welche aus „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten" von P. Lenard entnommen ist, geht hervor, daß bei ganz geringen Geschwindigkeiten die Absorption in den Vordergrund tritt, bei mittleren Geschwindigkeiten sich bereits der Geschwindigkeitsverlust bemerkbar macht, der bei höchsten Geschwindigkeiten bis über 40 Proz. betragen kann. Die umgesetzte Energie erscheint dann stets in anderer Energieform, und zwar wie bekannt in Form von Wärme, chemischer Energie, in Form von Röntgenstrahlen, als Lichtemission und als sekundäre Kathodenstrahlung.

Treten z. B. aus einer Lenard-Hochleistungsröhre die Kathodenstrahlen in die atmosphärische Luft, so werden reichliche Mengen Ozon gebildet, oder bestrahlen wir feingepulvertes Kochsalz, also kristallwasserfreies Natriumchlorid nur wenige Sekunden mit einer relativ starken Strahlenquelle, so verfärbt sich das weiße Natrium-

Energieumsetzung durch Adsorption und durch Geschwindigkeitsverlust.

Anfangsgeschwindigkeit	Bruchteil d. Gesamtenergie, umgesetzt durch	
	Absorption	Geschwindigkeitsverlust
v	E_a/E	E_v/E
0	1	0
,1	,99	,01
,2	,98	,02
,3	,96	,04
,4	,93	,07
,5	,90	,10
,6	,87	,13
,7	,83	,17
,8	,76	,24
,9	,70	,30
,95	,65	,35
,99	,57	,43
1	(0)	(1)

chlorid deutlich braun und das Freiwerden von Chlor kann ohne weiteres mit dem Geruchssinn festgestellt werden. (Leichtes Anhauchen des Präparates unmittelbar vor dem Riechen ermöglicht es, den Cl-Geruch auch bei verhältnismäßig schwacher Bestrahlung festzustellen.) Ein etwas längere Zeit bestrahltes Quantum Kochsalz in Wasser aufgelöst, zeigt deutlich alkalische Reaktion. Die Kathodenstrahlen haben also die Zerlegung der Chlornatriummoleküle in ihre Bestandteile verursacht.

Es ist jedenfalls wichtig, die dem Versuchsobjekt zugeführten Kathodenstrahlen, also die Zahl der auf das Versuchsobjekt gelangten, wirksamen Elektronen zu wissen, ganz gleichgültig, ob die aus einer Röhre kommenden Kathodenstrahlen für medizinische Zwecke oder chemisch-physikalische Untersuchungen verwendet werden. Aber nicht nur die Zahl ist für die einzelnen, ausgelösten Effekte von Bedeutung, sondern auch die Geschwindigkeit, mit welcher die Elektronen auftreffen.

Es soll nun eine einfache für technische Zwecke verwendbare Apparatur beschrieben werden. Die Verwendung von Paraffinkondensatoren greift in der physikalischen Meßtechnik weit zurück. (Siehe Lenard, Wied. Ann. **64**, 288, 1898 und A. Becker, Ann. d. Phys. **13**, 394, 1904.) Auch die Verwendung des Kollodiums an Stelle einer sehr dünnen Paraffinschicht hat sich gut bewährt.

Da die Intensitäten der Kathodenstrahlen, wie sie aus modernen, technischen Lenard-Hochleitungsröhren austreten, ein Vielfaches der Intensitäten der Röhren früherer Herstellungszeit sind, so ist es naheliegend, daß bei Verwendung eines Paraffin- oder Kollodiumkon-

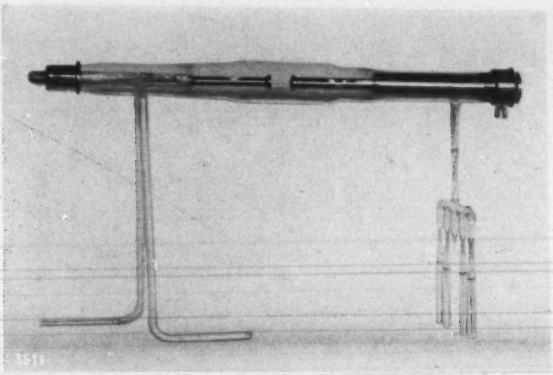


Fig. 1.

densators als Meßinstrumente nicht hochempfindliche Elektrometer und auch nicht hochempfindliche Galvanometer, sondern bereits technische Meßinstrumente, also Zeigerinstrumente in Betracht kommen.

Die im gegebenen Fall verwendete Versuchsanordnung bestand der Hauptsache nach aus einer technischen Lenard-Hochleistungsröhre mit zugehörigem Pumpaggregat, einer leistungsfähigen, einseitig geerdeten Hochspannungsanlage und einem entsprechend dimensioniertem Kondensator mit Mikroamperemeter.

Die Röhre selbst, Fig. 1, unterscheidet sich im Prinzip von der von Coolidge im Jahre 1925 gebauten äußerlich dadurch, daß die große Glaskugel, welche die Glühkathode und die Anode, bzw. das Schutzrohr mit dem am Ende angebrachten Lenard-Fenster in ihren Glashälsen trägt, durch ein zylindrisches, starkwandiges Hohlglas ersetzt ist. Der weitaus wichtigste und empfindlichste Teil der Röhre ist das Fenster selbst. Es gelingt aber heute ohne weiteres, sowohl vakuumdichte reine Nickelfolien, als auch solche, für jeweilige Zwecke geeignete, aus Legierungen hergestellte Folien zu erzeugen.

Auch das vakuumdichte Aufsetzen der zwischen 10 μ und 15 μ Dicke schwankenden Folien gelingt mit verschiedenen Loten ohne weiteres, und es ist auch seit einiger Zeit die vollkommene Verbindung der Folie mit dem siebartig ausgebildeten Träger gelungen, so daß ein ausgezeichneter Wärmekontakt zwischen Folie und Folienträger gewährleistet ist. Ein einfaches Verfahren ermöglicht es, den Träger auf die zuerst vorhandene Folie elektrolytisch in beliebiger Stärke niederzuschlagen. Die Verwendung von einer unter 1 μ dicken Schutzschicht aus Metall, z. B. Gold, Platin, Chrom usw., wird sich bei Bestrahlungen von Gasgemischen in vielen Fällen gut bewähren.

Fig. 2 zeigt uns den siebartig ausgebildeten Träger, welcher im gegebenen Falle mit der Nickelfolie auf elektrolytischem Wege verbunden wurde, so daß also gewissermaßen das Fenster mit dem Träger verwachsen ist. Der Träger des

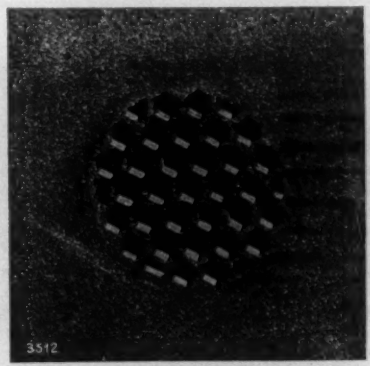


Fig. 2.

Fensters und der daran sitzende Metalltopf, in welchem das lange Schutzrohr befestigt ist, wird beim Betrieb der Röhre durch fließendes Wasser gekühlt. Bei hohen Belastungen ist es von großer Wichtigkeit, gegen das dünnwandige Fenster einen kräftigen, künstlichen Wind, also Preßluft oder ein anderes Gas zu blasen, da die immerhin

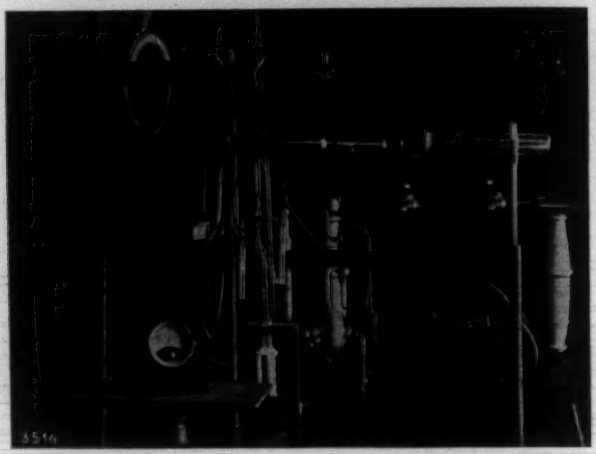


Fig. 3.

in der Mitte des Fensters sich ansammelnden Wärmemengen durch die sehr dünnwandige Folie schlecht abgeleitet werden können.

Fig. 3 zeigt uns die Röhre in Verbindung mit einem stets an der Röhre liegenden Pumpaggregat. Die Röhre dauernd an der Pumpe zu haben, ist für höhere Dauerleistungen fast unerläßlich. Es gelingt zwar ohne weiteres, Röhren so zu evakuieren, daß sie wie ein von der Pumpe abgezogenes Röntgenrohr, wie es etwa in der Tiefentherapie Verwendung findet, für kurzzeitige Belastungen in Betrieb genommen werden können. Doch wird die Röhre praktisch unbrauchbar, sobald nur geringe Spuren von Gasausbrüchen stattfinden, die Reichweite der Kathodenstrahlen geht sofort zurück und bei genügend großen oder mehrmaligen kleinen Gasausbrüchen kommt es leicht vor, daß die Elektronen auf dem Weg von Glühkathode bis zum Fenster so starke Streuung erleiden (Diffusion und Reflexion), daß sie an die Wand des Schutzrohres gelangen und nicht das Fenster selbst durchdringen. Statt eines Pumpaggregates kann natürlich auch, so, wie es Coolidge bereits getan hat, ein mit der Röhre verbundener mit Kokosnußkohle gefüllter Glasbeutel, welcher in flüssige Luft während des Betriebes getaucht wird, verwendet werden.

Ein aus Bleiglas zusammengebauter Kasten schützt vor den stets am Fensterträger und in der Luft, bzw. von dem bestrahlten Präparat ausgehenden Röntgenstrahlen. Ein Metallschlauch, welcher in die obere Wand des Bleischutzkastens mündet, ist mit einem Exhaustor in Verbindung, damit reichlich gebildete Ozonmengen abgeleitet werden können.

Fig. 4.

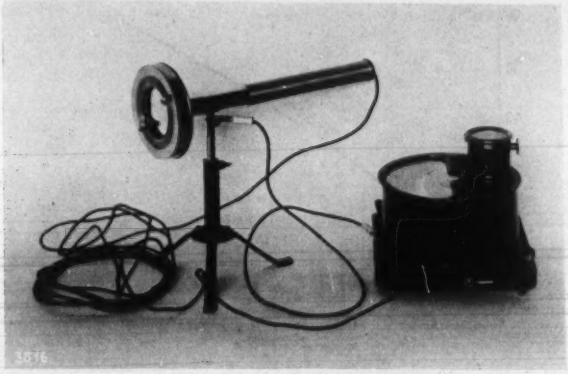


Fig. 5.

Die Röhre ist auf der positiven Seite, also auf der Fensterseite selbst geerdet, so daß beim Arbeiten in der Nähe des Fensters keine elektrischen Störungen und keine Gefährdung durch Hochspannung auftreten können.

Die Apparatur, welche der Röhre die nötige Energie zuführt, zeigt Fig. 4. Der eine Pol der gesamten Apparatur ist geerdet, sowie das Lenardfenster der Röhre, der andere Pol ist mit der Glühkathode der Röhre in leitender Verbindung. Das Aggregat selbst ist nach dem von Dessauer in die medizinische Hochspannungstechnik eingeführten Prinzip der Isolationsunterteilung ausgeführt.

Das im gegebenen Fall verwendete Transformatorenaggregat liefert Spannungen bis zu 350 kV gegen Erde. Bei einer Betriebsspannung von etwa 200 kV der Röhre ist die Reichweite der aus der Röhre tretenden Kathodenstrahlen in atmosphärischer Luft etwa 50—55 cm. Die Reichweite hängt einerseits von der Röhrenbetriebsspannung und andererseits von der Dicke des Fensters ab. (Siehe Coolidge, Journal of the Franklin Institute, 1926.)

Der technische Meßkondensator, Fig. 5, bestand aus einer hochglanzpolierten, in einem Schutzgehäuse durch Bernstein isolierten Metallscheibe, welche entweder mit einer etwa $^1/_{100}$ mm dicken Paraffinschicht oder einer entsprechenden Kollodiumhaut oder auch einer gleich dicken Glimmerschicht bedeckt ist. Die isolierende Paraffin-, Kollodium- oder Glimmerschicht ist mit einem durch Kathodenzerstäubung hergestellten, sehr dünnen, mit dem Gehäuse leitend verbundenen Metallbelag versehen. Der Durchmesser der Scheibe, welcher für die Messung in Betracht kommt, beträgt 9 cm. Wird die Röhre beispielsweise bei einer Spannung von 180 kV und einer Stromstärke von 2 Milliampere betrieben, der Kondensator in etwa 3 cm Entfernung von der Röhre aufgestellt, so ist der auf die isolierende Metallscheibe auftreffende Elektronenstrom von der Größenordnung 10^{-4} Amp. Ströme von dieser Größenordnung können mit normalen Mikroamperemetern ziemlich genau gemessen werden. Bei Bestrahlung irgendeines Präparates kann also unter Verwendung eines solchen Kondensators die auf das Präparat auftreffende Elektronenzahl etwa in der Weise bestimmt werden,

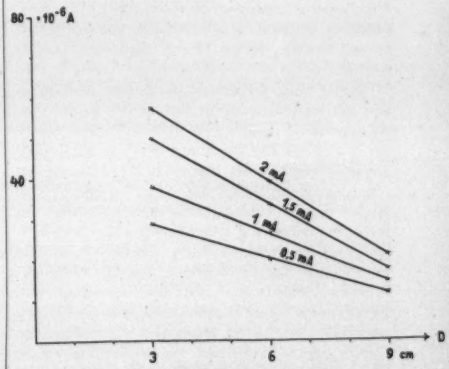


Fig. 6.

daß bei vollkommen gleichen Betriebsbedingungen der Röhre, Präparat und Kondensator vertauscht werden und das Präparat mit einer ganz dünnen Schutzhülle, welche dem Dielek-

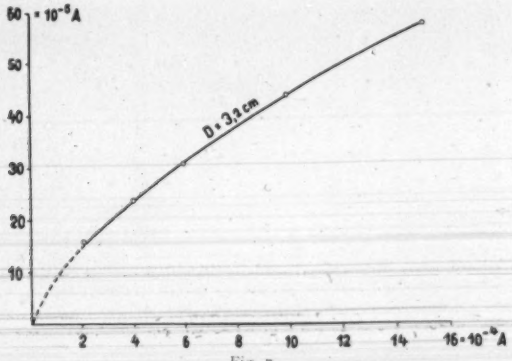


Fig. 7.

trikum des Kondensators an Absorptionskraft gleich kommt, bedeckt wird. Es kann aber auch in der Weise durchgeführt werden, daß gleichzeitig Präparat und Kondensator nebeneinander zur Bestrahlung kommen, daß also etwa der Kondensator halbmondförmig ausgebildet ist und daneben das zu bestrahlende Präparat aufgestellt oder gelegt wird.

Bei zunehmender Entfernung des Kondensators vom Lenard-Fenster nimmt die Strahlungsintensität innerhalb eines Bereiches von 3—10 cm linear ab. Diese lineare Abnahme der Intensität erklärt sich zum Teil dadurch, daß sowohl die Strahlenquelle als auch der Meßkondensator bei ihrer relativ geringen Entfernung große Ausdehnung besitzen, Rückdiffusion und Reflexion in Fensternähe dürfen hierbei nicht übergangen werden.

Fig. 6 zeigt 3 Kurven, welche die Abhängigkeit bei verschiedener Belastung der Röhre vom Abstand des Fensters wiedergibt. Aus der Kurve der Fig. 7 ist die Zunahme der mit dem Kondensator gemessenen Intensität in Abhängigkeit von der Röhrenstromstärke zu ersehen. Die Kurve nimmt keinen durch den Nullpunkt des Koordinatensystems gehenden geradlinigen Verlauf, sie ist vielmehr zuerst steiler ansteigend und später flacher werdend, jedoch stetig gekrümmt. Würde man für die Intensitäts- und Energiemessungen beispielsweise die Luftleitung verwenden, wie es bei Röntgenstrahlen allgemein üblich ist, so bekommt man allerdings ganz unvergleichlich höhere Sättigungsströme als bei der durch Röntgenstrahlen ionisierten Luft. Bringt man zwei parallel übereinander oder nebeneinander gestellte *Cu*-Platten von der Größe etwa 5 × 10 cm im Abstand von 4—5 cm in die Nähe des Fensters, so kann man bei einer Sättigungsspannung von etwa 8000 Volt Sättigungsstromstärken bis zu mehreren Milliampere erhalten. Diese Messungen würden zwar technisch leicht durchführbar sein, doch enthalten sie eine ganze Reihe bekannter Fehlerquellen, da weder die totale summarische, sekundäre Kathodenstrahlung zur Messung kommen kann und auch keine saubere Messung der differentialen Sekundärstrahlung durchführbar ist, ferner die Sekundärstrahlung der Kondensatorenplatten sehr störend wirkt und letzten Endes auch die auftretende, stets vorhandene Röntgenstrahlung eine ständige Fehlerquelle bedeutet.

Für technische Messungen scheint aber die Kondensatorenmeßmethode zurzeit wohl die einfachste und genaueste zu sein. In manchen Fällen wird sich auch die Verwendung einer Thermosäule in Verbindung mit einem gebräuchlichen Mikroamperemeter als gut brauchbar erweisen.

W. Schmitz (Bonn), Messungen der durch Elektronenstrahlen verursachten Ionisation der Luft.[1])

Die Luft wird durch genügend schnell bewegte Elektronen bekanntlich ionisiert.

Vergleicht man die gebildete Zahl der Ionen mit der Anzahl der Elektronen, die in den Luftraum eindringen, so erhält man die Zahl der pro Elektron gebildeten Ionen („n^{ie}").

Die Voltgeschwindigkeit der Elektronen (Φ) durch diese Zahl geteilt, ergibt die mittlere Voltgeschwindigkeit, die zur Bildung eines Ionenpaares verbraucht ist (Volt pro Ionenpaar).

1) Aus dem Bonner Röntgenforschungsinstitut (Vortrag der Hamburger Naturforscher-Tagung).

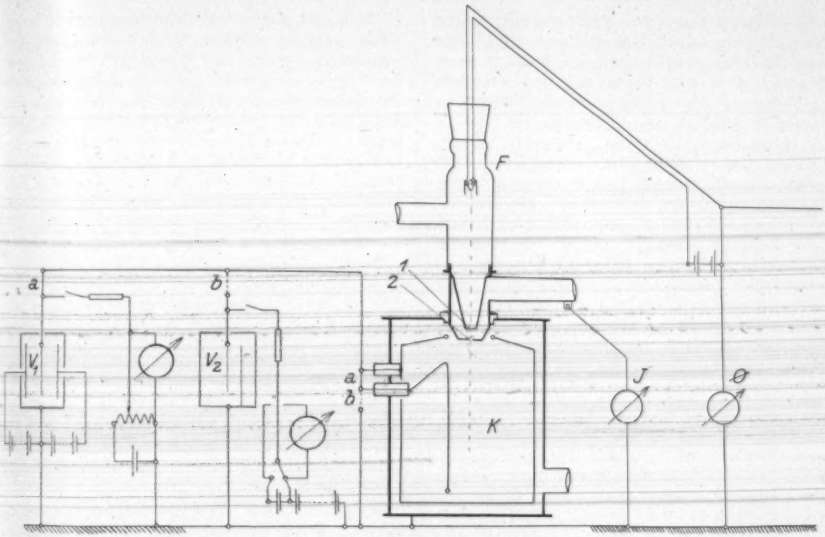


Fig. 1.

Aus dieser Definition ergeben sich die Teilprobleme der Messung:

1. Die Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit.
2. Die Messung der Elektronenzahl.
3. Die Messung der gebildeten Ionenzahl.

Zur technischen Durchführung dieser Messungen wurde eine Apparatur benutzt, deren schematischer Aufbau in Fig. 1 dargestellt ist.

Die aus der Glühkathode „F" austretenden Elektronen werden auf ihrem Wege zu dem trichterförmigen Düsensystem (1, 2) bis zur vollen, zwischen Glühkathode und Düsen liegenden Spannung, beschleunigt, da in diesem Teil der Apparatur durch eine dauernd in Betrieb befindliche Hochvakuumpumpe stets Hochvakuum aufrecht erhalten wird.

Der Vorteil der Verwendung von Düsen ist nun der, daß die Elektronen hierdurch mit praktisch unverminderter Geschwindigkeit in den Ionisationsraum „K" eindringen können. Zwei Düsen wurden deshalb verwendet, damit selbst bei höherem Druck in der Ionisationskammer keine Ionen mehr in die Elektronenröhre zurückdiffundieren und die Glühkathode zerstören können. Eine zweite Hochvakuumpumpe saugt die eventuell noch durch die zweite Düse eindringenden Luftreste ab. Zur Verminderung des Einflusses etwa möglicher Ablenkungseffekte zwischen den beiden Düsen ist die erste Düse (etwa 1 mm Ø) entsprechend der im Hochvakuum herrschenden geringern Strömungsgeschwindigkeit erheblich größer gewählt als die zweite Düse (etwa 0,07 mm Ø).

Die Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit, also der Spannung zwischen Düse und Glühkathode, erfolgte mit besonderer Sorgfalt. Zur Spannungsmessung diente ein Drehspulinstrument in Verbindung mit einem hochohmigen Drahtwiderstand bis 5000 Volt. Höhere Spannungen wurden mit einem statischen Voltmeter von Hartmann und Braun gemessen. Die Spannung lieferte ein Glühventilgleichrichter mit einem im Verhältnis zur Stromentnahme sehr großen Ausgleichblockkondensator.

Für die Ionisierung ist nur die Anzahl der durch die Düsen dringenden Elektronen maßgebend. Zu ihrer Messung werden die Schaltverbindungen „a" ausgeführt. Das Wulfsche Schneidenelektrometer „V_1" gestattet also die Ladespannung des Faradaykäfigs zu verfolgen und damit die in ihn in der Zeiteinheit eintretende Elektronenmenge zu bestimmen. Ein neben angeordnetes Präzisionsvoltmeter ermöglicht es, die Eichung des Elektrometers bei jeder Messung nachzukontrollieren.

Für die Messung der Elektronenmenge muß die Kammer auf Hochvakuum ausgepumpt werden. Theoretisch würde allerdings auch bei Druck und eintretender Ionisation der Überschuß

der negativen Ladung ein Maß für die Elektronenmenge sein. Jedoch bewirkt die durch die Aufladung entstehende Spannungsdifferenz gegen die geerdete Düse einen Ionenstrom, der die Ladung vermindert. Man würde also die Elektronenmenge bei Druck viel zu klein messen.

Ebenfalls elektrometrisch erfolgte die Messung der gebildeten Ionen. Entsprechend der größeren Zahl, also der größeren transportierten Elektrizitätsmenge, genügt ein weniger empfindliches Zweifadenelektrometer „V_2", daß nach Lösung der Schaltverbindungen „a" in der Schaltanordnung „b" an die Apparatur angeschlossen wird. Der Faradaykäfig kann jetzt durch einen Schalter mit einer Hilfsbatterie aufgeladen werden, während eine geerdete Hilfselektrode das zur Ionenbewegung erforderliche Feld gegen den Käfig bewirkt. Der durch den Ionenstrom in der Zeiteinheit verursachte Spannungsabfall der Elektrometerladung kann ebenfalls durch ein Voltmeter nachgeprüft werden. Die Vertauschung der sonst üblichen Anordnung Kammerwandung/Elektrode hat für diese Untersuchung den Vorteil, daß die Kapazitätsverhältnisse für die Ionen und Elektronenmessung praktisch gleich sind, daß also die Kapazitätsmessung der Systeme nur noch als Korrekturfaktor in die Messung eingeht.

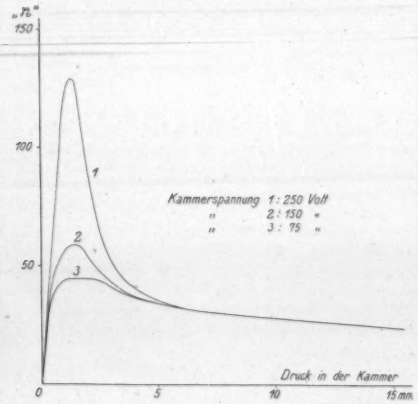


Fig. 2.

Bestimmt man nach diesen Gesichtspunkten die Zahl der pro Elektronen gebildeten Ionen, so zeigt sich, daß diese zunächst vom Druck in der Ionisationskammer und von der Kammeraufladung abhängig ist. Ein typisches Beispiel für Elektronen von 2000 Volt Geschwindigkeit zeigt Fig. 2.

Daß bei sehr niedrigem Druck nur wenig Ionen gebildet werden, erklärt sich durch die geringe Absorption der Elektronen, die in ihrer Bahn nicht ausgenutzt werden. Bei sehr hohen Drucken wird ein Teil der bei Hochvakuum durch die Düsen tretenden Elektronen zwischen den Düsen zerstreut, ihre Zahl also vermindert, so daß auch entsprechend weniger Ionen auftreten können. Auffallend ist jedoch die sehr starke Zunahme der gebildeten Ionen bei mittleren Drucken. Es zeigte sich, daß die Werte von der Kammeranordnung und von der Kammerspannung abhängen.

Es ist also anzunehmen, daß das elektrische Feld in der Kammer eine Vermehrung der gebildeten Ionen seinerseits bedingen kann, deren Energie in diesem Fall nicht aus dem stoßenden Elektron, sondern aus der Kammerspannung entnommen wird.

Verringert man also die Aufladespannung soweit, daß dieser Effekt ausgeschlossen ist, daß aber immer noch volle Absorption der Elektronenstrahlen eintritt, so erhält man schließlich eine Kurve, die über einen gewissen Bereich konstant verläuft. Nur diese Werte sind als richtig anzusehen, vorausgesetzt ist selbstverständlich, daß die Sättigungsspannung nicht unterschritten wird.

Teilt man die Elektronengeschwindigkeit durch die Zahl „n", so erhält man also die mittlere Voltenergie, die zur Bildung eines Ionenpaares verbraucht worden ist.

Im gemessenen Geschwindigkeitsintervall von 1000—10 000 Volt scheint dieser Wert konstant

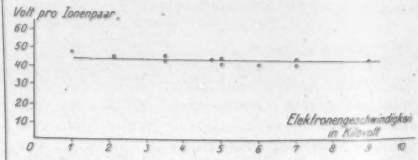


Fig. 3.

zu sein; ohne feinere Korrektur ist der Mittelwert 42 Volt, die Abweichungen sind in Fig. 3 zusammengestellt.

Die Messungen schließen sich den früheren Messungen von Johnson[1]) gut an, der im Geschwindigkeitsbereich bis 200 Volt etwa 45 Volt pro Ionenpaar erhalten hat. Eine Diskrepanz besteht gegen die Ergebnisse von G. Anslow[2]), die sich aber vermutlich durch die oben besprochenen Einflüsse der zusätzlichen Ionisation erklären lassen.

1) Johnson, Phys. Review **10**, 609, 1917.
2) G. Anslow, Phys. Review **25**, 484, 1925.

Über eine genauere Bestimmung des Absolutwertes auch bei anderen Spannungen und verschiedenen Gasen soll bei späterer Gelegenheit berichtet werden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und Herrn Professor Grebe darf ich auch an dieser Stelle für die Ermöglichung und Unterstützung der Arbeit danken.

Victor F. Hess (Graz), Die mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere. (Nach neuen Messungen auf Helgoland, Sommer 1928.)

Nach E. Schweidler[1]) gilt in schwach ionisierter Luft, die Kondensationskerne enthält, also auch in der Atmosphäre nicht das gewöhnliche quadratische Gesetz der Wiedervereinigung der Ionen, sondern ein lineares Gesetz von der Form

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta n = 0 .$$

Hierin bedeutet n die Zahl der leichten Ionen, q die Ionisierungsstärke und β eine Konstante, die nach Schweidler als Verschwindungskonstante der leichten Ionen bezeichnet wird. Bei Aufhören der Ionenerzeugung ($q = 0$) würde demnach in atmosphärischer Luft die Ionenzahl nach einem einfachen Exponentialgesetz $n_t = n_0 e^{-\beta t}$ mit der Zeit abnehmen; daher kann man den reziproken Wert der Verschwindungskonstante

$$\frac{1}{\beta} = \vartheta$$

als „mittlere Lebensdauer eines Ions" bezeichnen, in vollkommener Analogie mit dem Begriffe der mittleren Lebensdauer beim radioaktiven Zerfall.

Das Schweidlersche Gesetz wurde später unabhängig auch von J. Nolan und J. Enright[2]) sowie von A. D. Power[3]) aufgestellt und von diesen Forschern, sowie von Schweidler selbst Methoden zur Bestimmung der Verschwindungskonstante bzw. der mittleren Lebensdauer der leichten Ionen ausgearbeitet.

Für Versuche in freier Luft kommt wegen ihrer relativen Einfachheit in erster Linie Schweidlers „Methode II" in Betracht: sie beruht auf der experimentellen Ermittlung der Kurve der Stromcharakteristik bzw. derjenigen, welche die Abhängigkeit des Quotienten der Stromstärke i und der angelegten Spannung E in einem Zylinderkondensator von i wiedergibt. Daraus wird graphisch jene Spannung H ermittelt, bei welcher die beobachtete Stromstärke im Zylinderkondensator (Volumen V ccm, Kapazität C) gerade die Hälfte des Sättigungsstromes i_s beträgt. Nach Schweidler (l. c. 1924) ist dann die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen dem Reziprokwert dieser „Halbwertspannung" H proportional:

$$\vartheta = \frac{V}{4\pi C (k_1 + k_2) H} \cdot \frac{1}{}$$

$(k_1 + k_2)$ bedeutet hierin die Summe der Beweglichkeiten des positiven und negativen leichten Ions, darf also als genügend genau bekannt angenommen werden. C und V sind Apparatkonstanten. Somit genügt die experimentell-graphische Ermittlung von H zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer ϑ.

Nach dieser Methode hat W. Schlenck[1]) in Innsbruck zuerst gearbeitet. Der Vortragende hat die Methode im Vorjahre weiter verbessert und für Messungen auf Reisen erst brauchbar gemacht[2]). Er machte nach ihr Bestimmungen in reiner Landluft (in Lans, Tirol) und auf der Insel Helgoland zu dem Zwecke, um etwaige Verschiedenheiten der Ionenvernichtung in Land- und Seeluft genauer zu studieren und womöglich zu einer befriedigenden Lösung des Problems der Ionisierungsbilanz über dem Meere zu gelangen.

Es handelte sich hierbei um folgende Frage: Sind die uns bekannten Ionisatoren der Atmosphäre quantitativ ausreichend, um den wirklich beobachteten Ionisationszustand der Luft hervorzurufen?

Während diese Bilanz über Land — soweit das spärliche Beobachtungsmaterial es zu beurteilen gestattet, ziemlich gut stimmt, schienen die ersten Versuche des Vortragenden auf Helgoland im Juni 1927 auf ernste Diskrepanzen hinzudeuten: die beobachteten Werte der mittleren Lebensdauer der leichten Ionen in Landluft betragen nach den Messungen von Schweidler (l. c.) und Hess (l. c.) in Salzburg und Tirol 30—60 Sek. Ein mittlerer Wert von 50 Sek., bei einer mittleren Ionisierungsstärke von 12 J über Land (J ist die übliche abkürzende Bezeichnung für „Ionenpaare pro ccm und sec") ergibt,

1) E. Schweidler, Wien. Sitz.-Ber. IIa **127**, 953, 1918, **128**, 947, 1919 u. **133**, 23, 1924.
2) J. Nolan u. J. Enright, Proc. Roy. Irish Acad. 36 A, 93, 1923.
3) A. D. Power, Journ. of Franklin Inst. **196**, 327, 1923.

1) W. Schlenck, Wien. Sitz.-Ber. IIa **133**, 29, 1924.
2) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **28**, 882, 1927, Wien. Sitz.-Ber. IIa, **136**, 603—643, 1927.

eingesetzt in die eingangs erwähnte Bilanzgleichung

$$\frac{q}{\beta} = q \cdot \vartheta = n$$

als zu erwartende Ionenzahl den Wert 600, welcher mit den allgemein über Festland gefundenen Ionenzahlen (600—700) recht gut übereinstimmt.

Über dem freien Meere dagegen, wo in landfernen Gebieten als einziger Ionisator die kosmische Ultragammastrahlung mit ihren Sekundärstrahlen etwa 2 J liefert, würden nach den im Helgoländer Hafen vom Vortragenden im Jahre 1927 gefundenen Werten von ϑ (Mittelwert 28 Sek., Höchstwert 66 Sek.) Ionenzahlen von höchstens $n = 200$ resultieren, also Zahlen die nur etwa ein Drittel der wirklich über See beobachteten Ziffern erreichen.

Da nun die für die Messungen im Vorjahre auf Helgoland verfügbaren Aufstellungsorte der Apparate (Oberland nahe der Südspitze und Hafengebiet) doch nicht genügend sicher vor Störungen durch Rauchgase von dem bewohnten Teile der Insel waren, wurden im Sommer 1928 die Messungen der mittleren Lebensdauer der leichten Ionen, abermals mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft auf einem vor Luftverunreinigungen sicheren Punkte, nämlich auf der Nordspitze der Insel Helgoland in erweitertem Maße wiederholt und durch gleichzeitige Messung aller übrigen für die Ionisierungsbilanz wichtigen Größen (Ionisation, Zahl der schweren und leichten Ionen, Zahl der Aitkenschen Kondensationskerne) ergänzt.

Es wurde auf der weit ins Meer hinausragenden Nordspitze Helgolands, in 50 Meter über dem Meere ein kleines Blockhaus errichtet, in welchem folgende Apparate zur Aufstellung gelangten: 1. Die Anordnung zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der Ionen; diese war gegen die im Vorjahre gebrauchte Anordnung etwa dreimal so empfindlich gemacht worden, um bei der geringen natürlichen Ionisation innerhalb des Zylinders (5—6 J) dennoch die Zeitdauer einer Versuchsreihe auf 1—1½ Stunden beschränken zu können; 2. zwei Ebertsche Ionenaspiratoren mit Wulf-Elektrometern; 3. ein Apparat zur Messung der Zahl der schweren Ionen (Langevin-Ionen) eigener Konstruktion mit Kolhörster-Einschlingenelektrometer und 120 cm langem Zylinderkondensator; 4. zwei Kolhörstersche Strahlungsapparate und 5. ein Aitkenscher Kernzähler. Die Apparate 2, 3 und 4 wurden durch meinen Mitarbeiter Dr. Oskar Mathias bedient.

Von dem mit allen diesen Apparaten im August und September d. J. gewonnenen umfangreichen Beobachtungsmaterial, dessen eingehende Bearbeitung erst in den nächsten Monaten erfolgen kann, soll das Hauptergebnis schon an dieser Stelle mitgeteilt werden:

Die Lebensdauer der leichten Ionen beträgt, wenn die Luft aus Nordnordwest oder Nord, d. h. aus dem landfreien Polarbecken stammt, nach den neuen Messungen 200—300 Sek., ist also 4—6mal größer als in reiner Landluft. Für solch reine „Polarluft" ergibt sich auch ein außerordentlich kleiner Gehalt an Kondensationskernen, nämlich nur 500—1500 Kerne pro ccm, während in den Alpen, im Tal von Gastein (im Walde weit entfernt von menschlichen Ansiedlungen) immer noch 5000 und bisweilen bis zu 10 000 Kerne gezählt wurden.

Man ist wohl berechtigt, die oben gegebenen Werte für reine Seeluft, d. h. für landferne Gebiete der Weltmeere als ungefähr repräsentativ anzusehen. Setzt man in der Bilanzgleichung $\vartheta = 250$ Sek. $q = 2\ J$, so resultiert eine zu erwartende Ionenzahl $n = 500$, in bester Übereinstimmung mit den von der letzten dreijährigen Carnegie-Expedition gefundenen Mittelwerten ($n_+ = 600$ $n_- = 500$).

Die Ionisierungsbilanz über See ist damit im wesentlichen ins reine gebracht: man darf also annehmen, daß in landfernen Gebieten der Ozeane die Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) der einzige Ionisator der Atmosphäre ist. Je mehr man sich dem Festlande nähert, desto mehr treten die vom Festlande herübergewehten Mengen von Radiumemanation und deren Zerfallsprodukten als Ionisatoren hervor. Daß aber trotzdem die beobachteten Ionenzahlen gegen die Küste zu nicht merklich anwachsen, beruht darauf, daß die wachsende Zahl der Aitkenschen Kerne vom Lande her die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen immer mehr herabsetzt. Bei Luftströmungen von rein festländischem Ursprung (Südwind) ist auch auf der Nordspitze von Helgoland die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen nur ungefähr 30 Sek., während die Kernzahl den Wert 10 000 erreichen kann.

Zum Schlusse noch eine kurze Bemerkung über den Geltungsbereich des Schweidlerschen linearen Wiedervereinigungsgesetzes: der Vortragende hat bei im ganzen 100 Versuchsreihen stets feststellen können, daß bei Kernzahlen von 3000 und darüber das lineare Gesetz $q = \beta n$ sehr gut erfüllt ist. Bei Kernzahlen von 500—1000 (reine Polarluft) sind dagegen die Abweichungen vom Schweidlerschen Gesetz — wie ja auch erwartet werden muß — recht deutlich: die Kurve, welche die Abhängigkeit des Quotienten i/E von i darstellt, krümmt sich merklich und verläuft konkav zur Abszissenachse. In solcher

Luft gilt also das Schweidlersche lineare Gesetz nur mehr sehr näherungsweise und das quadratische Gesetz $q = \alpha \cdot n^2$ noch nicht genügend genau. Man muß sich also begnügen, für dieses Gebiet graphisch aus der Neigung der Tangente der i/E-Kurve zur Abszissenachse die Halbwertspannung und damit ϑ näherungsweise zu ermitteln.

Die ausführliche Veröffentlichung aller Beobachtungsergebnisse wird in der Zeitschrift für Physik erfolgen. — Es ist mir eine angenehme Pflicht, schon jetzt der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Ermöglichung der zweiten Expedition nach Helgoland besonders zu danken. Ferner danke ich der österreichischen Unterrichtsverwaltung und der Akademie der Wissenschaften in Wien für die bereitwillige Beistellung weiterer Mittel zur Ergänzung das erforderlichen Instrumentariums. Der Staatlichen Biologischen Anstalt auf Helgoland bin ich für wertvollen Beistand, besonders bei der Erbauung der luftelektrischen Station zu Dank verpflichtet.

Graz (Lehrkanzel für Experimentalphysik an der Universität), 15. September 1298.

F. Hund (Rostock), Molekelbau und chemische Bindung.

Gewisse Eigenschaften der Atome (Ionisierungsenergie, Aussehen des Spektrums) zeigen einen charakteristischen sprunghaften Gang mit der Atomnummer. Er fand eine Deutung in der Bohrschen Theorie durch die Abschätzung der Bindungsenergien der einzelnen Elektronenbahnen und durch die Hypothese, daß jede solche Bahn nur eine bestimmte Höchstzahl von Elektronen aufnehmen kann. Die schrittweise Vervollständigung eines Atoms durch Anlagerung von Elektronen kann symbolisch durch die Reihe

$$1s^2 \quad 2s^2 \quad 2p^6 \quad 3s^2 \quad 3p^6 \quad \ldots \qquad (1)$$

dargestellt werden; sie bedeutet, daß zuerst zwei Elektronen auf $1s$-Bahnen, dann zwei Elektronen auf $2s$-Bahnen, weiter sechs Elektronen auf $2p$-Bahnen usw. angelagert werden. Auf die exakte Bedeutung des Begriffs Elektronenbahn in der Quantenmechanik will ich jetzt nicht eingehen. Zusammen mit dem allmählich vervollkommneten Atommodell erlaubten die angedeuteten Betrachtungen eine Beschreibung und qualitative Deutung der Zustände aller Atome.

Auf die Frage, ob etwas Ähnliches für Molekeln möglich ist, kann man mit ja antworten. Die Methode ist folgende: Man untersucht zunächst die Zustände eines Zweizentrensystems (zwei feste Kerne in willkürlich wählbarem Abstand und mehrere Elektronen) oder eines Mehrzentrensystems mit ähnlichen Mitteln wie die Zustände der Atome; dann untersucht man, ob die Kerne in einem bestimmten Abstand von selbst im Gleichgewicht sind. Im folgenden gehe ich auf einige einfache Ergebnisse ein[1]).

Die Zustände des Zweizentrensystems (wir beschränken uns auf zwei Kerne) lassen sich durch Symbole der Art

$$1s\sigma^2 \quad 2s\sigma^2 \quad 2p\sigma^2 \quad 2p\pi^4 \quad 3s\sigma^2 \ldots \qquad (2)$$

beschreiben. Das angegebene Symbol bedeutet, daß bei Verringerung der Koppelung zwischen den Elektronen zwei Elektronen zu σ-Elektronen werden (Drehimpuls um die Kernverbindung ist Null) und bei Zusammenführen der Kerne zu $1s$-Elektronen werden, daß ferner zwei Elektronen bei der Entkoppelung ebenfalls σ-Elektronen und bei Zusammenführen der Kerne zu $2s$-Elektronen werden usw. Für nahe Zentren ist die energetische Reihenfolge der Bahnen die gleiche wie im Atom; eine einfache Überlegung zeigt, daß σ vor π kommt, wenn alle andern Quantenzahlen gleich sind. Wir erhalten dann die Reihenfolge (2). Bei weiter entfernten Zentren ergibt sich eine Bevorzugung gewisser σ-Bahnen vor den π-Bahnen; bei einem bestimmten Abstand wird die Reihenfolge etwa

$$1s\sigma^2 \quad 2p\sigma^2 \quad 3s\sigma^2 \quad 3p\sigma^2 \quad 2p\pi^4 \quad 3s\sigma^2 \ldots \qquad (3)$$

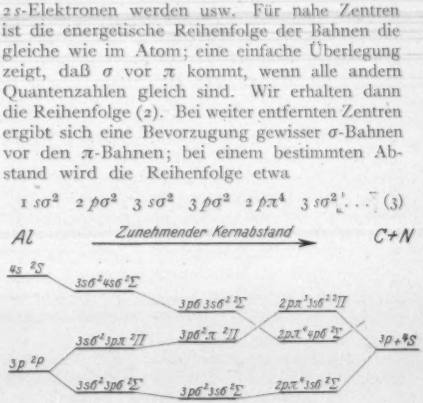


Fig. 1. Termschema des CN.

sein. Fig. 1 zeigt, wie man für verschiedene Kernabstände ein qualitatives Schema der tiefsten Kerne aufzeichnen kann.

Aus der energetischen Reihenfolge der Bahnen folgt sofort der Grundterm. Abgeschlossene Schalen geben $^1\Sigma$-Terme (Singulett-Terme mit dem resultierenden Drehimpuls Null um die Kernverbindung, bei Birge und Mulliken ^1S-Terme genannt); beim Ausbau einer Zweiergruppe (σ^2) erhalten wir die Terme $^2\Sigma$, $^1\Sigma$; beim Ausbau einer Vierer-π-Gruppe erhalten wir $^2\Pi$ (Drehimpuls 1 um die Kernverbindung),

1) Eine Arbeit über diesen Gegenstand erscheint demnächst in der Zeitschr. f. Phys. In einer eben erschienenen Arbeit von R. S. Mulliken (Phys. Rev. **32**, 186, 1928) findet sich schon ein Teil der Ergebnisse.

$^3\Sigma$, $^2\Pi$, $^1\Sigma$. Man sieht daran folgendes: Die Grundterme sind einfacher als bei Atomen. Während dort schon bei wenigen Elektronen im Ausbau der Sechsergruppen Quartettterme auftreten können, gibt es hier höchstens Triplett-Terme als Grundterme. Der $^1\Sigma$-Grundterm tritt häufiger auf als der ^1S-Term bei Atomen; bei gerader Elektronenzahl fast immer. Fast alle Molekeln mit gerader Elektronenzahl sind daher diamagnetisch.

Da im Zweizentrensystem bei bestimmten Zentrenabständen verschiedene Elektronenanordnungen ungefähr die gleiche Energie haben können, genügt zur Beschreibung der Molekelspektren die Betrachtung eines einzelnen Elektrons im allgemeinen nicht. Es tritt schon bei

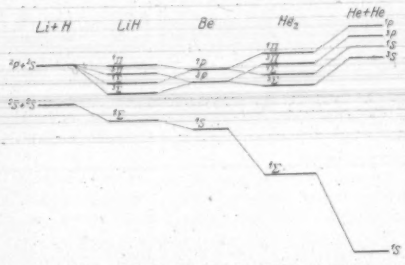


Fig. 2. Termschema für *LiH* und He_2.

geringer Elektronenzahl die Kompliziertheit der Elektronenterme auf, die wir bei Atomen erst in der Reihe *Sc* bis *Ni* vorfinden. Wir wundern uns nicht, daß es sehr schwer ist, Serien aufzufinden. Aus dem gleichen Grunde kann eine Molekel trotz verhältnismäßig hoher Ionisierungsenergie eine niedrige Anregungsenergie haben, also im Sichtbaren oder gar Ultraroten (mit Elektronensprung) absorbieren. Die Regel: Hohe Ionisierungsarbeit geht parallel mit hoher Anregungsarbeit, ist hier häufig verletzt. Beispiele sind O_2, F_2, Cl_2.

Wir kommen jetzt zu der Frage, welchen Zuständen des Zweizentrensystems Molekelterme entsprechen (also der Frage, die besonders von Heitler und London behandelt worden ist). Die Existenz eines Kerngleichgewichts hängt wesentlich davon ab, ob bei Zusammenführen der Zentren eines Zweizentrensystems genügend Energie gewonnen wird. Günstig sind dafür die Fälle, wo die getrennten Atome mäßig tiefe Energien der Grundzustände haben und das Zweizentrensystem mit nahen Zentren eine energetisch tiefliegende Elektronenanordnung hat. Einen typischen Fall erläutert schematisch Fig. 2. Das Zweizentrensystem, das zu *LiH* und He_2 gehört, ist erdalkaliähnlich, der Grundzustand hat tiefe Energie; von *Li* und *H* hat wenigstens *Li* keine tiefe Energie; dagegen haben getrennte *He*-Atome sehr tiefe Energie. Wir erwarten keine feste He_2-Molekel, die zu zwei normalen *He*-Atomen gehört; aber eine *Li H*-Molekel. Günstig für das Kerngleichgewicht sind die Fälle, wo im Zweizentrensystem die Elektronen nur in abgeschlossenen Zweier- oder Viererschalen sind, während die getrennten Gebilde unabgeschlossene Schalen haben (Lewis, London), darüber hinaus noch die Fälle, wo das Zweizentrensystem in der Elektronenanordnung Ähnlichkeit mit einem Edelgas hat (*HCl*).

Die Schwierigkeiten, die bei solchen sehr qualitativen Überlegungen auftreten, dürfen nicht verschwiegen werden. Wegen der geringen Unterschiede in der Bindung verschiedener Elektronenbahnen, die das Zweizentrensystem und erst recht das Mehrzentrensystem gegenüber dem Atom hat, sind alle Folgerungen unbestimmter, als etwa die Aussagen über die Zusammenhänge von Atom und Spektrum. Es ist ja auch aus der Chemie bekannt, wie unbefriedigend oft die chemische Begriffsbildung (Valenz) bei der Systematik der chemischen Verbindungen ist. Aber auch in einem Fall, wo der Valenzbegriff der Chemie Erfolge hat, bei den *C*-Verbindungen, ermöglicht die Betrachtung der Elektronenbahnen noch keine ganz befriedigende Deutung.

E. Fues (Stuttgart), Über Stoßübergangswahrscheinlichkeiten.

Die Intensitätsverhältnisse der Linien eines Multipletts sind erfahrungsgemäß in ziemlich weitem Umfang von den Anregungsbedingungen abhängig; nur in einem Teil der Fälle sind die idealen Intensitätsregeln (vgl. z. B. die Darstellung von H. Hönl, Ann. d. Phys. 79, 273, 1926) erfüllt. Der nächstliegende Erklärungsgrund ist eine selektiv, d. h. nicht im Verhältnis ihrer Quantengewichte erfolgende Anregung der Ausgangszustände. Sie ist bei Stoßanregung mit wohldefinierter Stoßgeschwindigkeit zu erwarten und auch in völlig durchsichtiger Weise beobachtet (G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. 22, 18, 1924). Doch ist sie zunächst unverständlich, wenn die Multiplettaufspaltung so klein ist, daß sie gegenüber der endlich breiten Geschwindigkeitsverteilung der stoßenden Elektronen nicht in Betracht kommt. Durch die Arbeit des Referenten sollte festgestellt werden, ob eine selektive Anregung einzelner Multiplettniveaus als wellenmechanische Resonanzerscheinung auch dann zu

verstehen sei, wenn die anzuregenden Zustände energetisch beliebig benachbart sind.

Die Bornsche Stoßrechnung (Zeitschr. f. Phys. **38**, 803, 1926) erlaubt eine Durchrechnung der Stoßanregung, sie wurde in erster Näherung unter folgenden vereinfachenden Annahmen ausgeführt: Die gestoßenen Atome seien wasserstoffähnlich, jedoch mit einem spinnenden Elektron versehen (was überhaupt erst die Möglichkeit verschiedener Multiplettzustände schafft). Auch die stoßenden Elektronen besitzen Drall. Als Wechselwirkungsenergie beim Stoß komme nur die Coulombsche Abstoßung in Frage, der gegenüber die magnetische Wechselwirkung vernachlässigt wird. Trotzdem spielt der Drall der stoßenden Elektronen eine wesentliche Rolle, und zwar bei den (gar nicht seltenen) Stößen, bei welchen freies und gebundenes Elektron sich austauschen.

Zur Kennzeichnung der Multiplettzustände des Atoms mußte die Addition der beiden Impulsmomentvektoren (Bahnimpuls) und (Spin) zu einem resultierenden Gesamtimpuls wellenmechanisch formuliert werden. Dazu bieten sich zwei Wege: Entweder die Verwendung von Eigenfunktionen, die nur in den zwei diskreten Punkten des Spinfreiheitsgrads definiert sind (wie sie für ähnliche Probleme hauptsächlich von J. v. Neumann und E. Wigner, Zeitschr. f. Phys. **47**, 203 und **49**, 73, 1928, herangezogen wurden), oder die Darstellung aller beteiligten Vektoren durch ganz- und halbzahlige Kugelfunktionen im Anschluß an C. G. Darwin (Proc. Roy. Soc. **115**, 1, 1927). Letzteres führt, entsprechend der Bildung resultierender Vektoren, zur Aufstellung „erweiterter" Kugelfunktionen (von mehreren Argumentvektoren), welche mit den eigentlichen Kugelfunktionen dieselben Transformationseigenschaften gegenüber Operationen der Drehgruppe gemeinsam haben. Auf Grund dieses Verhaltens gelingt der Beweis eines Summensatzes für diese Funktionen, welcher schließlich zu folgender Beantwortung der Frage nach selektiver Stoßanregung führt:

Wenn ein Strom orientierter Elektronen gegen gerichtete Atome stoßen würde (also wenn jedesmal nur ein Strahl aus dem Stern-Gerlach-Versuch benützt würde), so wäre in der Tat selektive, noch von der gegenseitigen Orientierung abhängige Anregung zu erwarten. (In schwächerem Maß auch schon, wenn nur eine der beiden Stoßteilnehmerscharen orientiert wäre.) Dagegen muß die Stoßanregung der Zustände eines engen Multipletts bei regelloser Orientierung der Stoßpartner immer im Verhältnis ihrer Quantengewichte erfolgen.

Bei den vorliegenden Versuchen kann wohl nicht ohne Zwang eine gegenseitige Orientierung der Stoßteilnehmer angenommen werden, die Stoßanregung erfolgt also wohl nicht selektiv.

Trotzdem wäre es verfrüht, daraus unmittelbar auf die Gültigkeit der Intensitätsregeln in erster Näherung zu schließen und in den beobachteten Intensitätsanomalien lediglich einen Effekt zweiter Ordnung zu sehen. Für die ausgestrahlten Intensitäten sind nämlich nicht nur die Amplitudenbeträge der Schrödinger-Schwingungen des angeregten Zustands maßgebend, sondern — wegen der Interferenz der Ausstrahlungswahrscheinlichkeiten — auch deren Phasen. Diese ergeben sich aus dem Stoßprozeß in eindeutiger, von der Stoßgeschwindigkeit abhängiger Größe (vgl. die Arbeit von J. R. Oppenheimer, Zeitschr. f. Phys. **43**, 27, 1927). Es ist also wohl denkbar, daß noch ein Effekt erster Ordnung in den Intensitätsanomalien vorliegt, der durchaus von den Anregungsbedingungen abhängig sein kann.

BESPRECHUNGEN.

K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität. (Handbuch der Experimentalphysik, herausgegeben von W. Wien und F. Harms, Band XV.) 8°. XI u. 885 S. Mit 285 Abbildungen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1928. Geb. RM. 81.—.

Die vorliegende Darstellung der Radioaktivität veranlaßt zu haben, wird man für lange Zeit den größten Verdiensten beizählen müssen, die wir den Herausgebern des Handbuches der Experimentalphysik zu danken haben — ein Dank, um so tiefer empfunden, da unser Meister W. Wien nun nicht mehr unter den Lebenden weilt. — Kohlrausch hat den umfangreichen Stoff in zehn Kapitel abgeteilt, von welchen die auf den einleitenden Überblick folgenden in zwei große Gruppen zerfallen: „die radioaktive Strahlung" und „das Zerfallsprodukt". Den Absichten des Handbuches entsprechend, hat die „radioaktive" Strahlung die weitaus eingehendere Behandlung erfahren; die Abschnitte über die γ-Strahlung (118 Seiten), β-Strahlung (225 Seiten) und die α-Strahlung (212 Seiten) nehmen zusammen mit dem Kapitel über die Rückstoßstrahlung (24 Seiten) und einem gedrängten Bericht über verschiedene zu Meßzwecken nicht benutzte Strahlungswirkungen (6 Seiten) drei Viertel des ganzen Werkes ein. Vor allem diese drei großen Abschnitte sind es auch, welche das Buch von sämtlichen bisherigen Darstellungen der Radioaktivität unterscheiden und ihm auf Jahre hinaus einen entscheidenden

Einfluß auf die experimentelle Forschung sichern dürften. Die große Klarheit, Objektivität und Genauigkeit der Darstellung ist schlechthin meisterhaft. Auf die jeweilige übersichtliche Formulierung der experimentellen Aufgaben eines Problemkomplexes folgt systematisch die Schilderung und kritische Bewertung von Apparatur und Methodik, die kritisch sichtende Aufzählung der stets auch in tabellarischer oder graphischer Form zusammengestellten Ergebnisse, endlich die sehr sorgfältige und immer bis zu den letzten möglichen Aussagen vordringende Diskussion der Ergebnisse an Hand der vorliegenden theoretischen Entwicklungen. Diese letzterwähnten Unterabschnitte sind zum größten Teile Originalleistungen des Verfassers, welche dem Theoretiker nicht weniger wertvoll sein werden wie dem Experimentator. In der Tat ist es die ausdrückliche Absicht des Verfassers, nicht nur den Experimentalphysiker darauf hinzuweisen, welche methodische Vervollkommnung, Verfeinerung und Erweiterung des Tatsachenmaterials in Zukunft unerläßlich ist, sondern auch noch den Theoretiker zu einer geeigneten Weiterführung seiner Betrachtungen anzuregen, die dem möglichen experimentellen Fortschritt Rechnung trägt. — Den bereits aufgezählten Kapiteln schließen sich an die „Gesetzmäßigkeiten der radioaktiven Umwandlung" (27 Seiten), die Meßmethoden der Radioaktivität (45 Seiten), endlich ein Bericht über die radioaktiven Substanzen (51 Seiten), den der Verfasser im Einverständnis mit den Autoren als Auszug aus den betreffenden Abschnitten des rühmlichst bekannten Werkes von St. Meyer und E. Schweidler geschrieben hat. Im Schlußkapitel „Der Atomkern" (70 Seiten) reiht sich an die Behandlung des statistischen Charakters des Zerfallsgesetzes (Schwankungsvorgänge) jene der Atomzertrümmerung; unter der Überschrift „empirische Gesetzmäßigkeiten der Kerneigenschaften" sind die Kernbausteine, die Zusammensetzung und Häufigkeit der Kernarten, sowie Beziehungen zwischen den radioaktiven Atomkernen zusammengestellt, den Beschluß macht eine Übersicht über die Kernstrukturtheorien. Von großem Vorteil für die praktische Benutzbarkeit des Buches ist ein Formelverzeichnis, sowie eine Übersicht über die 113 (!) Tabellen des Werkes, ferner das ausführliche Sach- und Namenregister; die Literatur ist bis Anfang 1928, nahezu lückenlos, berücksichtigt. — Es liegt in der Natur des Gegenstandes, daß jede Darstellung der Radioaktivität, namentlich wenn sie den stark methodisch beeinflußten Standpunkt des Experimentators besonders zu vertreten hat, dieses Gebiet heute noch sehr als in sich abgeschlossenes Sondergebiet der Physik erscheinen lassen muß. Das leise Widerstreben des Verfassers gegen die Quantenlehre, welches manchem Experimentalphysiker nicht unsympathisch sein wird, kann diesen unausweichlichen Eindruck vielleicht noch etwas verstärkt haben. So findet sich auch im Schlußkapitel nirgends näher angedeutet, wozu doch schon reichlich viel Erfahrungsmaterial zu Gebote stünde: daß Atomphysik und Kernphysik Zug um Zug wesensverwandte empirische Gesetzmäßigkeiten darbieten, was für die experimentellen wie die theoretischen Problemstellungen beider Gebiete in immer zunehmendem Maße Bedeutung gewinnt.

Wir wiederholen: Kohlrausch, Durchdringung der Probleme der „radioaktiven" Strahlung ist meisterlich. Die physikalische Literatur enthält unseres Erachtens kein Werk, das sich darin mit ihr messen kann. Die künftige Forschung wird sich dem Einfluß der neuen „Radioaktivität" nicht entziehen können. A. Smekal.

G. N. Lewis, Die Valenz und der Bau der Atome und Moleküle. (Die Wissenschaft, Bd. 77.) Übersetzt von G. Wagner und H. Wolff. VIII u. 220 S. Mit 27 Fig. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1927. RM. 12.—; geb. RM. 14.—.

Wenn man auch mit den Übersetzern dieses besonders persönlich geschriebenen Buches der Ansicht sein kann, daß dessen Hauptinhalt seit dem ersten Erscheinen in Amerika (1923) nicht als überholt zu gelten braucht, darf man doch lebhaft bedauern, daß die Übersetzung nicht wesentlich früher erschienen ist. Es bedarf keiner Begründung, warum diese vor einigen Jahren fast in jeder Beziehung durchaus aktuelle Schrift heute doch nicht mehr als eine völlig geeignete Einführung für einen Chemiker in die moderne Atomphysik bezeichnet werden kann. Der mehr physikalische Teil kann verständlicherweise auch durch die Anmerkungen der Übersetzer in dieser Hinsicht nur in sehr beschränktem Maße den beträchtlichen und tiefgehenden Fortschritten angepaßt werden, welche die Grundlage der Atom- und Molekültheorie, die Quantenlehre, seitdem erfahren hat. Doch besteht der Hauptinhalt des Buches nicht in der Erörterung der physikalischen Grundlagen, sondern in der bewußten Betonung, welche die den Chemiker eigentlich interessierenden Fragen findet. Was Lewis an Tatsachenmaterial bringt, bildet heute noch eine Fundgrube wichtiger Anregungen und enthält zahlreiche Aufgaben, deren Lösung von einer vollständigen physikalischen Theorie der chemischen Bindung verlangt wird. Der Wert des Buches im gegenwärtigen Zeitpunkt scheint wirklich in dieser eindringlichen Aufforderung zu liegen, welche von seiten des nach der klärenden Theorie ringenden Chemikers an den Physiker gestellt wird und welche auch heute noch unverminderte Aufmerksamkeit beansprucht, gerade nachdem das Problem der homöopolaren Bindung in ein neues Stadium der theoretischen Behandlung getreten ist. Der Wunsch wird rege, Lewis möge auch in der jetzigen Phase der Valenztheorie, angeregt durch Diskussionen im Kreise seines Laboratoriums, noch einmal „die Feder des Journalisten" ergreifen und dieses für Physiker und Chemiker zweifellos wieder ganz aktuelle Buch möge dann ohne Zwischenfrist dem deutschen Leser zugänglich werden. L. Ebert.

H. Lessheim u. R. Samuel, Die Valenzzahl und ihre Beziehungen zum Bau der Atome. (Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie, Bd. 19, Heft 3). 98 S. Mit 16 Abb. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1927. RM. 6.40.

Das Ziel der Verfasser dieses Heftes ist die Frage zu klären, wieweit aus den Vorstellungen vom Atombau, wie sie sich aus der Deutung der spektroskopischen Gesetzmäßigkeiten entwickelt haben, auch das chemische Verhalten der Atome verstanden werden kann. Das Heft wendet sich sowohl an Physiker als an Chemiker, am besten geeignet ist es vielleicht für eine persönliche Zusammenarbeit von Interessenten aus beiden Gebieten, wo der Physiker bei der Lektüre der beiden ersten Teile (A. Das natürliche System der Elemente, B. Die Entwirrung der Spektren) dem Chemiker zuhilfe kommen kann, wenn

dieser letztere in die Versuchung kommt sich überreden zu lassen. Der leitende Gedanke der Verfasser ist ja, daß für das gesamte Verhalten eines Atoms eine ausgezeichnete Elektronenkonfiguration maßgebend ist und ein Urteil über den Wert dieser Ansicht muß zunächst auf eine Stellungnahme zu der Frage zurückgehen, wie stark der logische Zwang ist, mit dem diese ausgezeichneten Zustände aus den spektroskopischen Gesetzmäßigkeiten abgeleitet werden können. Nach der Besprechung der verschiedenen Arten der chemischen Bindung (Teil C) werden in Teil D die Anwendungen der spektroskopisch ermittelten ausgezeichneten Atomzustände auf das chemische Verhalten der Atome besprochen. Die Ionisierungsspannungen beleuchten die Energiebeträge, welche zur Abtrennung der äußersten Elektronen nötig sind. Die negativen Wertigkeiten werden kurz erwähnt, während die positiven genauer betrachtet werden, wobei die Metalle in den Übergangsreihen besondere Beachtung finden. Gerade hier ergeben sich offenbar enge Zusammenhänge zwischen den chemischen Eigenschaften der Atome und den Elektronenzahlen, wie sie in den ausgezeichneten Zuständen festgelegt bzw. gruppiert sind. Es braucht kaum gesagt zu werden, wie stark alle diese Fragen noch im Fluß sind. Die Schrift kann als anregende Einführung in einen der wichtigsten Teile der modernen Atomlehre, der Physiker wie Chemiker angeht, empfohlen werden. L. Ebert.

G. N. Lewis und M. Randall, Thermodynamik und die freie Energie chemischer Substanzen. Übersetzt und mit Anmerkungen versehen von O. Redlich. 8°. XX u. 598 S. Mit 64 Textabb. Wien, J. Springer. 1927. RM. 45.—; geb. RM. 46.80.

Das in Amerika schon 1922 erschienene Lehrbuch der Thermodynamik wird in einer Übersetzung vorgelegt, welche von Redlich durch Zusätze ergänzt wurde. Neu angefügt ist je ein Kapitel über die neuere Entwicklung der Theorie der starken Elektrolyte und über die Entropie bei tiefen Temperaturen. Seine Eigentümlichkeiten haben — wie aus der englisch geschriebenen neueren Fachliteratur hervorgeht — dem Original bereits weitverbreitete Anerkennung verschafft und dort die Einheitlichkeit der thermodynamischen Ausdrucksweise in beachtenswertem Ausmaß gefördert. Es wird interessant sein zu sehen, in welchem Maße sich die von Lewis benützte Form der thermodynamischen Behandlung bestimmter Aufgaben sich auch in den deutschsprechenden Ländern durchsetzt. Das Interesse an Auseinandersetzungen über Nomenklaturfragen ist heute in dem sachlich so gefestigten Gebiet abgeflaut, man bedarf einfach eines Systemes, das die sachliche Verständigung von Vertretern verschiedener Wissenszweige und Tätigkeitsgebiete, auch über die Sprachgrenzen hinaus, in kurzer, unmißverständlicher Weise gestattet. Es wird ein dauerndes Verdienst der Verfasser bleiben in diesem Buch von Grund auf den pädagogisch sorgfältigen und systematischen Versuch durchgeführt zu haben ein solches System festzulegen. Liegt auch naturgemäß das Schwergewicht der Darstellung in der Behandlung der physikalisch-chemischen Anwendungen, so muß doch auch dem Physiker die Kenntnisnahme der Lewis-Randallschen Thermodynamik dringend empfohlen werden, schon wegen der praktischen Bedeutung, den das Buch für die angelsächsische wissenschaftliche Literatur gewonnen hat. Der akademische Lehrer wird überdies originelle und lehrreiche Aufgaben finden.

L. Ebert.

T. Levi-Civita, Der absolute Differentialkalkül. Autorisierte deutsche Ausgabe von Dr. A. Duschek. Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen. Band 28. XI und 310 S. Mit 6 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1928. RM. 19.60; geb. RM. 21.—.

Es ist zu begrüßen, daß das ausgezeichnete Buch, über dessen Original im Band 26, S. 420 dieser Zeitschrift berichtet wurde, nun auch in deutscher Sprache erschienen ist. Doch sind, um Platz zu gewinnen, die ersten drei Kapitel des Originals, welche Funktionaldeterminanten, totale und partielle Differentialgleichungen behandelten, weggelassen; dafür bringt das Buch einen neuen Abschnitt über relativistische Mechanik, relativistische geometrische Optik, über Gravitationsgleichungen und die allgemeine Relativitätstheorie. Wie auch in der Einleitung des Buches besonders hervorgehoben ist, benützt der Verf. bei der Relativitätstheorie die Methode, von den klassischen Gesetzen auszugehen und diese so zu ändern, daß die geänderten Gesetze invariant sind gegenüber allen Transformationen einer quadratischen Differentialform und daß die Änderungen unter gewöhnlichen Verhältnissen vernachlässigt werden können. Diese letzten Kapitel finden sich überdies auch in der englischen Ausgabe von 1927. Die Tatsache, daß das Buch jetzt in drei Sprachen erschienen ist, spricht schon genug für seine Bedeutung.

Hilb.

E. G. Richardson, Sound, a physical textbook. Gr. 8°. VII und 286 S. Mit 98 Figuren London, Edward Arnold & Co. 1927. Geb. 15.— Schilling.

Inhalt: Schallgeschwindigkeit, Schwingungsgesetze, Schwingungen in festen Körpern, an Drähten, Stäben, Membranen und Platten. Akustik der Sprachlaute, schwingende Luftsäulen, tönende Flammen, Schallanalyse, Physiologische Akustik, technische Akustik.

Das Buch ist ein Leitfaden der Akustik, als Lehrbuch für das Studium an den amerikanischen Hochschulen und als Nachschlagebuch für den Praktiker gedacht, der mit Fragen der Schalltechnik zu tun hat. Ergebnisse durchgeführter Untersuchungen und der Hinweis auf die wichtigsten Veröffentlichungen der letzten 20 Jahre sind in den jeweiligen Abschnitten enthalten, sodaß das Studium des Buches eine gewisse Übersicht über den heutigen Stand der Forschung vermittelt.

In den einzelnen Kapiteln sind neben den allgemein in der Akustik angeführten Angaben die für das Eindringen in die Materie notwendigen mathematischen Entwickelungen enthalten. Wertvoll sind die Skizzen vieler Versuchsanordnungen, die für Laboratoriumsversuche von Nutzen sind und den Schalltechniker ganz allgemein interessieren.

Der Verfasser hat sich bemüht, für jeden Begriff ein bestimmtes Symbol festzulegen, soweit dies mög-

lich war. Aus Gründen der Folgerichtigkeit haben dabei einige Größen ihre bisherigen Symbole verloren.

Das Buch zeigt, mit welcher Systematik die amerikanische Wissenschaft auf dem Gebiete der Akustik arbeitet. Als Lehrbuch kann es eine verläßliche Grundlage schaffen und viel Anregungen geben.

Reiher.

E. Pertz, Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Verdrehungsausschwingverfahren. (Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 91.) Gr. 8°. IV u. 62 S. Mit 42 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1928. RM. 3.60.

Während Becker und Föppl in ihrer Arbeit: Dauerversuche zur Bestimmung der Festigkeitseigenschaften, Beziehungen zwischen Baustoffdämpfung und Verformungsgeschwindigkeit (Forschungshefte a. d. Gebiete d. Ingenieurwesens, Heft 304), die Dämpfung von Baustoffen aus der Erwärmung des Probestabs bei Drehschwingungen ermittelten, wird sie hier durch das Ausschwingverfahren bestimmt, das besonders für Nichtmetalle geeignet ist und damit eine bisher vorhandene Lücke ausfüllt.

Nach einer kritischen Besprechung der von anderen Forschern für Verdrehungsschwingversuche verwendeten Maschinen und erhaltenen Ergebnisse werden die benutzte Versuchsanordnung, ihre Eichung, damit ausgeführte Messungen und die Berechnung der Randdämpfung sowie die auf Grund besonderer Versuche zu ermittelnden und in Abzug zu bringenden äußeren Verluste beschrieben. Zum Schluß sind die Dämpfungskurven verschiedener Baustoffe (Baustahl, Kugellagerstahl, Stangenkupfer, Fichte und Rotbuche) zusammengestellt. Sie lassen, namentlich durch Betrachtung der verhältnismäßigen Dämpfung (Verhältnis der Dämpfung zur bezogenen Formänderungsarbeit) erkennen, wie verschieden sich die einzelnen Baustoffe verhalten. So zeigt Holz bereits bei schwachen Verformungen (im Gegensatz zu den Metallen) recht beträchtliche Dämpfung, die weiterhin nur noch wenig ansteigt. Von Interesse ist auch die Erhöhung der Dämpfungswerte des Kugellagerstahls auf das fünf- bis sechsfache nach Verformung. — Die Arbeit stellt einen wichtigen Fortschritt für die Bestimmung der Baustoffdämpfung dar.

Berndt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Jena Dr. Walter Wessel für Physik, an der Bergakademie Clausthal Dr. Martin Rössiger für Geophysik

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Adolf Smekal zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Halle, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Georg Joos zum ord. Professor der theoretischen Physik ebenda, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Franz Simon zum nichtbeamteten a. o. Professor der Physik daselbst, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr. E. Biesalski zum a. o. Professor für analytische Chemie ebenda, Dr. F. J. M. Stratton zum Professor der Astrophysik an der Universität Cambridge (England), der Privatdozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Paul Levy zum nichtbeamteten a. o. Professor daselbst, der Privatdozent an der Universität Groningen Dr. Albert Szenigyärgyi zum ord. Professor der Chemie an der Universität Szeged.

Berufen: Der Ingenieur am Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A.G. in Berlin Karl Küpfmüller zum ord. Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Danzig.

Ehrung: Dem ord. Professor für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Heinrich Barkhausen wurde die Goldene Heinrich-Goetz-Medaille für seine Arbeiten über die Erregung von Schwingungen und über die Wirkungsweise der Verstärkerröhren verliehen.

Nobelpreise der Chemie: Für 1927 der ord. Professor an der Universität München Dr. Heinrich Wieland, für 1928 der ord. Professor an der Universität Göttingen Dr. Adolf Windaus.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Würzburg Dr. Ernst Wagner, der frühere Dozent für Physik an der Tierärztlichen Hochschule Hannover Dr. O. Haeseler, der Professor der Chemie an der Universität Cairo Dr. E. C. Grey, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Warschau Dr. Jan Zaroidzki.

Angebote.

Jüngere Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung für das Hochvakuumlaboratorium einer Berliner Großfirma gesucht.

Ausführl. Angebote m. Lichtbild sind zu richten unter **S. H. 10** an den Verlag der Zeitschrift.

Gesuche.

Physiker

4 Jahre Praxis, Erfahrung i. Spektroskopie u. a. verwandten Gebieten, auch phys.-chem. gearbeitet, Adsorptions- und Hochvakuumfachmann sucht selbst. Stellung. Angebote sind zu richten unter S. H. 9 an den Verlag dieser Zeitschrift.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.